



Etude spectroscopique des isotopes ^{202}Hg ^{200}Hg ^{198}Hg et ^{196}Hg

Robert Beraud

► To cite this version:

Robert Beraud. Etude spectroscopique des isotopes ^{202}Hg ^{200}Hg ^{198}Hg et ^{196}Hg . Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1973. Français. NNT : . tel-00794610

HAL Id: tel-00794610

<https://theses.hal.science/tel-00794610>

Submitted on 26 Feb 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

T H E S E

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD DE LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR ES - SCIENCES PHYSIQUES

par

Robert BERAUD

* * * * *

ETUDE SPECTROSCOPIQUE DES ISOTOPES

^{202}Hg , ^{200}Hg , ^{198}Hg et ^{196}Hg

Soutenue le 8 Mars 1973

devant la Commission d'Examen

J U R Y :

MM. A. Sarazin Président

R. Arvieu	}	Examineurs
I. Berkes		
P.G. Hansen		
R. Rougny		

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD de LYON

Président	M. le Professeur J. BOLDIN
1er Vice-Président	M. le Professeur R. TOURAINE
2ème Vice-Président	M. P. PONCET, Maître-Assistant
3ème Vice-Président	M. P. SETTELEN, Etudiant

UNITES D'ENSEIGNEMENT ET DE RECHERCHE

U. E. R. médicale Grange-Blanche	M. le Professeur D. GERMAIN
U. E. R. médicale Alexis Carrel	M. le Professeur C. GIROD
U. E. R. médicale Lyon-Nord	M. le Professeur A. BERTOYE
U. E. R. médicale Lyon - Sud-Ouest	M. le Professeur L. TOLOT
U. E. R. des Sciences Pharmaceutiques	M. M. CARRAZ, Maître de Conférences Agrégé
U. E. R. des Techniques de Réadaptation	M. le Professeur A. MORGON
U. E. R. de Biologie Humaine	M. J. C. CZYBA, Maître de Conférences Agrégé
U. E. R. d'Education Physique et Sportive	M. A. MILLON, Professeur E. P. S.
U. E. R. des Sciences Odontologiques	M. R. VINCENT
U. E. R. de Mathématiques	M. le Professeur G. MAURY
U. E. R. de Physique	M. le Professeur M. DUFAY
U. E. R. de Chimie et Biochimie	Mlle D. GAUTHERON, Professeur
U. E. R. des Sciences de la Nature	M. le Professeur L. DAVID
U. E. R. de Biodynamique et Psychopédagogie	M. R. FONTANGES, Maître de Conférences
U. E. R. de Physique Nucléaire	M. le Professeur A. SARAZIN
U. E. R. de Mécanique	M. le Professeur J. MATHIEU
Observatoire	M. le Professeur J. H. BIGAY
Institut Universitaire de Technologie-I	M. le Professeur B. POUYET
Institut Universitaire de Technologie-II	M. J. GALLET

SOMMAIRE

<u>INTRODUCTION</u>	p.	1
<u>CHAPITRE I - Méthodes et dispositifs expérimentaux</u>	p.	5
I. 1 - <u>Mesure des spectres gamma et électrons</u>	p.	5
I. 1. 1 - Mesure des spectres gamma directs	p.	5
I. 1. 2 - Spectres de coïncidence γ - γ	p.	6
I. 1. 3 - Spectres d'électrons de conversion	p.	6
I. 2 - <u>Mesures des corrélations angulaires</u>	p.	7
I. 2. 1 - Rappels théoriques	p.	7
I. 2. 2 - Dispositif expérimental et mesures	p.	10
I. 2. 3 - Evaluation des mesures	p.	11
I. 3 - <u>Mesures de probabilités de transition</u>	p.	15
I. 3. 1 - Interactions électromagnétiques. Rappels	p.	15
I. 3. 2 - Les transitions électriques monopolaires E 0	p.	17
I. 3. 3 - Appareillage pour les mesures de durée de vie	p.	19
<u>CHAPITRE II - Mesures et résultats expérimentaux</u>	p.	21
II. 1 - <u>Premiers niveaux excités du noyau ^{202}Hg</u>	p.	21
II. 1. 1 - Introduction	p.	21
II. 1. 2 - Production de la source	p.	21
II. 1. 3 - Corrélation angulaire (520.3 - 439.4)keV	p.	23
II. 2 - <u>Niveaux excités du noyau ^{200}Hg</u>	p.	23
II. 2. 1 - Introduction	p.	23
II. 2. 2 - Spectres γ direct et de coïncidence	p.	24
II. 2. 3 - Corrélations angulaires γ - γ	p.	24
II. 2. 4 - Problème relatif au 3ème niveau excité à 1029.5 keV	p.	27
II. 2. 5 - Schéma de niveaux	p.	30
II. 3 - <u>Niveaux excités du noyau ^{198}Hg</u>	p.	33
II. 3. 1 - Introduction	p.	33
II. 3. 2 - Rapport isomérique de section efficace	p.	34
II. 3. 3 - Spectres γ direct et de coïncidence	p.	35
II. 3. 4 - Mesure des électrons de conversion	p.	35
II. 3. 5 - Corrélations angulaires γ - γ	p.	35
II. 3. 6 - Mesures de durées de vie	p.	47
II. 3. 7 - Schéma de niveaux	p.	49
II. 3. 8 - Probabilités de transition	p.	52
II. 4 - <u>Niveaux excités du noyau ^{196}Hg</u>	p.	53
II. 4. 1 - Introduction	p.	53
II. 4. 2 - Production de la source	p.	54
II. 4. 3 - Mesure des spectres directs γ et électrons	p.	54
II. 4. 4 - Schéma de niveaux	p.	58

<u>CHAPITRE III - Interprétation théorique</u>	p.	63
III.1 - <u>Introduction</u>	p.	63
III.2 - <u>Les modèles phénoménologiques</u>	p.	63
III.3 - <u>Les modèles semi-microscopiques</u>	p.	66
III.3.1 - Le modèle d'Alaga	p.	67
III.3.2 - Modèle de A. Covello et G. Sartoris	p.	72
III.4 - <u>Notre interprétation</u>	p.	74
III.4.1 - Choix des paramètres	p.	74
III.4.2 - Niveaux d'énergie	p.	75
III.4.3 - Probabilités de transition	p.	77
III.4.4 - Conclusions relatives à notre interprétation	p.	81
<u>CONCLUSION</u>	p.	85
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	p.	87
<u>REMERCIEMENTS</u>	p.	93

INTRODUCTION

Depuis cinq ou six ans un grand nombre de physiciens se sont intéressés aux noyaux appartenant aux régions dites de transition, c'est-à-dire situées entre les noyaux doublement magiques supposés sphériques et les îlots de noyaux déformés (voir figure I.1).

Les noyaux de mercure sont à la limite de ces régions et n'ayant que deux protons de moins que les noyaux de plomb, on s'attend à ce qu'ils soient presque sphériques. De plus, ils présentent un spectre d'excitation de type vibrationnel.

Pour les isotopes déficitaires en neutrons, le nombre de particules (protons et neutrons) manquantes par rapport au noyau $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ étant relativement important, seuls des calculs théoriques du type phénoménologique, des calculs approchés (type B.C.S.) et des calculs semi-microscopiques ont pu être réalisés jusqu'à ce jour.

Dès 1953, A. Bohr et B.R. Mottelson (Boh A 53), puis en 1955 G. Scharff-Goldhaber et J. Weneser (Sch G 55) montrent que les premiers niveaux excités de ces noyaux pair-pair résultent des vibrations harmoniques de la surface nucléaire autour d'une position d'équilibre sphérique. Les excitations quadrupolaires γ sont caractérisées par un premier niveau excité 2^+ à un phonon d'énergie $\hbar\omega$, un triplet de niveaux dégénérés 0^+ , 2^+ , 4^+ à deux phonons d'énergie $2\hbar\omega$ et un quintuplet à trois phonons 0^+ , 2^+ , 3^+ , 4^+ , 6^+ situé à $3\hbar\omega$ du niveau fondamental. Le premier niveau collectif à un phonon octupolaire de spin et parité 3^- doit être situé à une énergie voisine de celle du niveau à deux phonons quadrupolaires, c'est-à-dire $2\hbar\omega$. Si ce modèle a connu un certain succès dans la prédiction des quatre premiers niveaux excités et des grandes probabilités de transitions électriques quadrupolaires $2^+_1 \rightarrow 0^+_1$ et $2^+_2 \rightarrow 2^+_1$, il s'avère néanmoins incapable de rendre compte de l'existence de la transition de cross-over $2^+_2 \rightarrow 0^+_1$ et surtout des moments quadrupolaires statiques importants qui viennent d'être mesurés dans les isotopes de platine, palladium et cadmium par exemple (Ors 71).

En 1958, Davydov et ses collaborateurs développent le modèle du rotor asymétrique, modèle phénoménologique dans lequel les mouvements collectifs des nucléons des noyaux pair-pair sont des combinaisons du mouvement de rotation d'ensemble du noyau et des vibrations de la surface (Dav A 58, Dav A 61). En supposant de plus que le noyau est déformé dans son état fondamental ($\beta_0 \neq 0$, $\gamma_0 \neq 0$) et que la surface nucléaire est le siège de vibrations longitudinales de faible amplitude, ce modèle permet de retrouver un spectre d'énergie de type vibrationnel mais par contre, puisqu'il ne fait intervenir que des excitations collectives il ne peut rendre compte des transitions magnétiques dipolaires observées entre les niveaux 2^+_2 et 2^+_1 en particulier.

Les calculs microscopiques de Kisslinger et Sorensen, de portée très générale, seront discutés et confrontés à quelques résultats expérimentaux (Kis L 60, Kis L 63).

Plus récemment, des calculs dits "semi-microscopiques" ont été développés dans la région des noyaux de mercure, indépendamment par A. Covello et G. Sartoris d'une part et G. Alaga et G. Ialongo d'autre part.

L'idée fondamentale de ces modèles consiste à coupler les vibrations harmoniques de la surface nucléaire aux deux trous de proton ($Z = 80$) de la couche $3s_{1/2}$. Bien que certaines des hypothèses de ces derniers modèles soient discutables, le grand nombre de propriétés dont ils rendent compte, au moins en ce qui concerne les premiers niveaux d'excitation et cela pour un grand nombre de noyaux, n'est pas qu'un pur effet de hasard. Nous montrerons l'intérêt que présente le développement de ces calculs pour interpréter les isotopes que nous avons étudiés.

Sur le plan expérimental, peu de résultats existent au moment où nous entreprenons cette étude. Seul l'isotope ^{200}Hg a fait l'objet de travaux très complets, d'une part à partir de la décroissance ($\beta^+ + e$) du noyau ^{200}Tl de période 26,1 heures (Sak M 65) et d'autre part à la suite de la réaction de capture de neutron $^{119}\text{Hg}(n, \gamma)^{200}\text{Hg}$ (Mai B 65). Cependant de nombreux désaccords subsistent entre les schémas proposés par les différents auteurs et, l'un des plus importants, porte sur l'attribution du spin du troisième niveau excité à 1029,5 keV (0^+ ou 2^+). L'isotope ^{198}Hg a fait l'objet de nombreux travaux à partir de la décroissance β^- du noyau ^{198}Au de période 2,7 jours qui n'alimente que les deux premiers niveaux excités. L'intérêt de l'étude à partir de la décroissance $\text{Tl}(\beta^+ + e)\text{Hg}$ est dû aux grandes valeurs de Q_β (1,4 MeV pour $A = 202$ à $\sim 4,6$ MeV pour $A = 196$), autorisant l'alimentation d'un grand nombre de niveaux et à la possibilité d'étudier simultanément la décroissance de niveaux isomériques de Tl. Ces derniers, de spin et parité 7^+ sont dus essentiellement à des configurations du type $\nu(i_{13/2}) - \pi(s_{1/2})$ ou $\pi(h_{11/2}) - \nu(p_{3/2})$; ils alimentent des niveaux de spin élevé dont l'étude est particulièrement intéressante puisqu'ils correspondent en général à des configurations presque pures.

Nous nous sommes attaché à déterminer pour chaque isotope étudié, la position du triplet pseudo-vibrationnel en raison de sa grande sensibilité vis-à-vis des termes de couplage coeur-particule de l'hamiltonien. Ceci nous a conduit à des études classiques de spectrométrie γ et électron permettant de préciser les schémas et à des mesures de corrélations angulaires beaucoup plus difficiles que les premières en raison des faibles intensités des raies intervenant dans les diverses cascades. Pour les isotopes ^{200}Hg et ^{198}Hg , de nombreux spins ont pu être attribués grâce à ces mesures et dans l'isotope ^{202}Hg , nous avons précisé la valeur du paramètre de mélange $\delta(Q/D)$ de la transition $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$.

La théorie prévoyait l'existence de niveaux de parité négative (5^- et 7^- en particulier) au delà de 1,5 MeV, dus essentiellement à des configurations de proton du type $(s_{1/2} h_{11/2})^{-1}$ couplées aux états du coeur à 0 et 1 phonon respectivement, ainsi que l'existence de transitions E2 très accélérées entre ces niveaux. Dans l'isotope ^{198}Hg , la mesure de la durée de vie du niveau 1683,4 keV a confirmé le bien fondé de ces prédictions; de même qu'en mesurant la durée de vie du niveau 1635,6 keV nous avons trouvé un accord très satisfaisant avec le facteur d'interdiction prévu pour la transition E1 entre les niveaux 5_1^- et 4_1^+ .

Les transitions E0 sont observables par l'intermédiaire de leurs électrons de conversion seulement car les transitions γ correspondantes sont interdites. Ces mesures sont en général difficiles, mais devant l'intérêt qu'il y a à connaître la valeur du paramètre de force monopolaire ρ très sensible à la nature de l'état initial, nous avons recherché systématiquement ces transitions dans les isotopes étudiés.

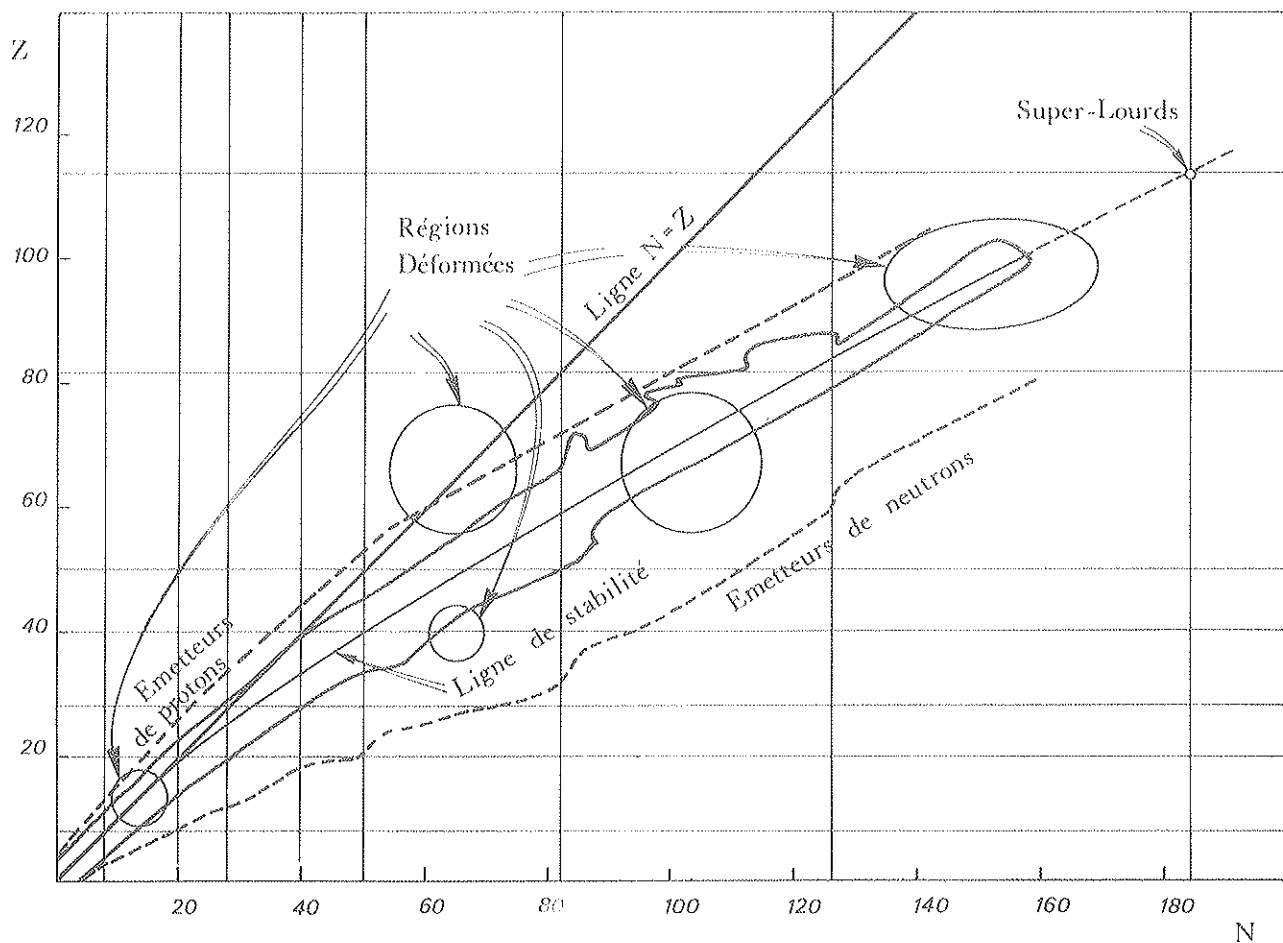


FIGURE I.1 Charte simplifiée des noyaux

Dans le chapitre I nous décrivons les dispositifs expérimentaux utilisés pour mesurer les spectres γ et électrons, les corrélations angulaires et les durées de vie. Nous donnons également les méthodes d'évaluation relatives à chaque type de mesuré, permettant d'extraire les quantités intéressantes pour l'étude de la structure nucléaire (énergies, spins et parités, $\log ft$ et probabilités de transition réduites).

Dans le chapitre II nous décrivons les mesures réalisées et donnons les résultats pour chaque isotope étudié en allant de ^{202}Hg à ^{196}Hg .

Enfin dans le troisième chapitre, nous confrontons ces résultats avec les principaux modèles théoriques applicables aux isotopes de mercure et en particulier avec le modèle unifié en couplage intermédiaire.

CHAPITRE I

METHODES ET DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Les méthodes et dispositifs décrits ci-après sont ceux habituellement utilisés en spectroscopie par radioactivité

Nous subdiviserons ce chapitre suivant les principales méthodes de la spectroscopie même si parfois elles font appel à des dispositifs expérimentaux identiques.

I.1 - MESURE DES SPECTRES GAMMA ET ELECTRONSI.1.1 - Mesure des spectres gamma directs

Les spectres γ directs ont été obtenus avec un détecteur Ge(Li) de type planar de 2 cm^3 , ou un détecteur coaxial Ge(Li) de 30 cm^3 . Ces détecteurs ORTEC, utilisés avec des chaînes d'amplification classiques (préamplificateurs ORTEC modèle 109 ou 118 A et amplificateur linéaire modèle 410) avaient des résolutions globales de 3,5 keV environ à 1332 keV. Les spectres ont été analysés à l'aide de convertisseurs INTERTECHNIQUE à 400 ou 4000 canaux. Les meilleures conditions d'analyse (choix des constantes de temps de l'amplificateur par exemple) ont été recherchées pour chaque source et chaque type de mesure.

L'étalonnage en énergie de l'ensemble de spectrométrie était toujours fait avant et après expérience de façon à contrôler la stabilité de la chaîne. Il a été réalisé à l'aide de sources diverses (^{22}Na , ^{60}Co , ^{207}Bi et ^{56}Co par exemple) dont les énergies sont connues avec précision, permettant d'encadrer le spectre à mesurer et d'avoir des points de référence aussi proches que possibles (Mar J 68). Les énergies ont été ainsi déterminées en calculant manuellement le centre de gravité du pic inconnu et en procédant par interpolation linéaire. Cette méthode nous a permis suivant l'intensité et l'énergie de la raie de donner une erreur absolue minimale de 0,2 keV dans les mesures récentes.

Les courbes d'efficacité absolue des détecteurs ont été déterminées avec une précision $< 10 \%$ à l'aide de sources étalons pour une distance source-cryostat de 50 mm.

Pour identifier les raies avec certitude, il a été indispensable de faire une étude en décroissance des spectres. A cet effet, nous avons mis au point une méthode de traitement sur ordinateur IBM 1130. Les spectres analysés pendant des intervalles de temps constants sont perforés sur ruban de papier en code IBM, c'est-à-dire directement lisibles par l'intermédiaire du lecteur électromagnétique (10 caractères/seconde) de l'ordinateur, qui les stocke

sur disque magnétique. Deux programmes de calcul DECRO et DDVIE ont été mis au point pour le traitement. Le premier permet de calculer la surface des pics dans chacun des spectres avec approximation trapézoïdale sur le bruit de fond ; le second donne, par une méthode des moindres carrés la période de décroissance de chaque raie. Dans le cas de la décroissance des noyaux ^{198f}Tl et ^{198m}Tl , la réaction $(\alpha, 3n)$ alimentant très fortement le niveau 7^+ de période 1.87 h., l'activité de ^{198f}Tl , en raison de la transition isomérique intense, augmente après l'irradiation, passe par un maximum environ 3 heures après, puis décroît ensuite avec la période de 5.3 heures. Pour les pics présentant ce type de décroissance, seuls les spectres relevés environ 10 heures après l'irradiation sont pris en compte pour le calcul de la période.

I.1.2 - Spectres de coïncidence γ - γ

Les mesures en coïncidence ont été effectuées avec un dispositif identique à celui utilisé pour les mesures de corrélations angulaires, il sera décrit dans le paragraphe I.2. En général, nous avons utilisé un système mixte $\text{Ge(Li)} - \text{NaI(Tl)}$; dans le cas du noyau ^{198}Hg , nous avons fait des coïncidences $\text{Ge(Li)} - \text{Ge(Li)}$ afin de séparer les coïncidences avec la raie 636.6 keV des coïncidences avec la raie 676.0 keV. Ces mesures ont été réalisées avec les détecteurs placés à 135° pour diminuer les effets d'anisotropie éventuelle. Dans le cas où nous avons fait des mesures de corrélations angulaires, le spectre de coïncidence était obtenu par simple addition des différents spectres de corrélation, ce qui éliminait toute dépendance angulaire dans le comptage.

I.1.3 - Spectres d'électrons de conversion

Un spectromètre $\beta - \pi/2$ à bobines sans fer, de 50 cm de rayon moyen, mis à notre disposition par l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble, a été utilisé pour mesurer avec précision les énergies des raies 47.8, 587.2, 636.56, 1007.6 et 1312.2 keV dans ^{198}Hg . Cet appareil mis au point et décrit par A. Baudry a une résolution d'environ 6.10^{-4} pour une source de 1 mm de largeur et 4 mm de hauteur (Bau A 69).

Un détecteur Si(Li) de 0.5 cm^2 de section et 3 mm d'épaisseur et sa chambre à vide, prêté par le groupe de Spectrométrie Nucléaire de M. le Professeur Chéry, nous a permis de mesurer les coefficients de conversion des raies mises en jeu dans les mesures de corrélation angulaire. Ce détecteur a une résolution en énergie d'environ 3.7 keV pour la raie K - 1063.6 keV du ^{207}Bi (Duf R 70). Pour l'isotope ^{196}Hg , nous avons utilisé un détecteur Si(Li) fabriqué au Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg, ayant une résolution de 2.2 keV pour la raie K - 1063.6 keV en fonctionnement avec un préamplificateur à transistor à effet de champ refroidi à 77°K .

Pour déterminer α_K nous relevons simultanément un spectre γ à l'aide d'un détecteur Ge(Li) et nous utilisons comme référence la transition E2 pure $2^+_{1 \text{ fond}} \rightarrow 0^+$. Dans le cas de la transition E0 de 1401.7 keV, l'étude en décroissance de l'intensité de la raie électron a été faite et a permis de contrôler l'appartenance à l'activité du ^{198f}Tl .

I. 2 - MESURES DES CORRELATIONS ANGULAIRES

I. 2.1 - Rappels théoriques

La corrélation angulaire (C.A.) de deux radiations γ émises en cascade donne une information directe sur la séquence des spins des niveaux mis en jeu et sur l'ordre multipolaire des radiations émises. Le fait que la corrélation angulaire dépende des termes d'interférence entre les différents multipôles des distributions de charges ou courants, rend cette méthode particulièrement utile pour la détermination des paramètres de mélange.

Les distributions et les corrélations angulaires ont été formulées récemment de façon très générale en utilisant la matrice densité et les tenseurs statistiques pour décrire les niveaux nucléaires et les radiations électromagnétiques (EM) émises (Stef R 71). Comme R.M. Steffen, désignons par $H_{LM}^{(\pi)}$ l'opérateur d'émission d'un multipôle EM de moment angulaire $L(\pi = e$ pour les multipôles électriques, $\pi = m$ pour les multipôles magnétiques) :

$$H_{LM}^{(\pi)} (\text{émission } \gamma) = \vec{j}_N \vec{A}_{LM}^{(\pi)*} \quad (I.1)$$

où \vec{j}_N est l'opérateur de courant nucléaire et $\vec{A}_{LM}^{(\pi)}$ le potentiel vecteur d'un multipôle d'ordre L . $H_{LM}^{(\pi)}$ jouit des propriétés suivantes :

$$H_{LM}^{(\pi)} = \vec{j}_N \vec{A}_{LM}^{(\pi)*} = (\vec{j}_N \vec{A}_{LM}^{(\pi)})^+ = (-1)^{L-M+1} \vec{j}_N \vec{A}_{L-M}^{(\pi)}$$

Il est important de définir explicitement $\vec{A}_{LM}^{(\pi)}$ afin de faciliter la comparaison des rapports de mélange expérimentaux et théoriques :

$$\vec{A}_{LM}^{(e)}(k, \vec{r}) = i \frac{k^L}{[L(L+1)]^{1/2}} \vec{\nabla} \cdot \vec{A}_L \frac{Y_{LM}(\hat{r})}{j_L(kr)} \quad (I.2)$$

$$\vec{A}_{LM}^{(m)}(k, \vec{r}) = i \frac{k^L}{[L(L+1)]^{1/2}} \vec{\nabla} \times \vec{A}_L \frac{Y_{LM}(\hat{r})}{j_L(kr)} \quad (I.3)$$

où les $j_L(kr)$ sont les fonctions sphériques de Bessel, k le nombre d'onde et les $Y_{LM}(\hat{r})$ les harmoniques sphériques de la direction \vec{r} . Si la radiation LM a lieu entre un état $|I_1 m_1\rangle$ et un état $|I_2 m_2\rangle$, les éléments de matrice réduits de $H_{LM}^{(\pi)}$ (quantités ne contenant que les informations dépendant du modèle utilisé pour décrire les états $|I_1 m_1\rangle$ et $|I_2 m_2\rangle$) peuvent être déduits à l'aide du théorème de Wigner-Eckart :

$$\langle I_2 m_2 | \vec{j}_N \vec{A}_{LM}^{(\pi)*} | I_1 m_1 \rangle = (-1)^{L-M+1} (-1)^{I_2-m_2} \begin{pmatrix} I_2 & L & I_1 \\ -m_2 & -M & m_1 \end{pmatrix} \langle I_2 || \vec{j}_N \vec{A}_L^{(\pi)} || I_1 \rangle \quad (I.4)$$

Ces éléments de matrice réduits réels sont reliés à ceux définis par A. Bohr et B.R. Mottelson (Boh A 69) par les formules suivantes :

$$\langle I_f || \vec{j}_N \vec{A}_L^{(e)} || I_i \rangle = \frac{k^L}{(2L+1)!!} \left(\frac{L+1}{L} \right)^{1/2} \langle I_f || i^{L-1} M(EL) || I_i \rangle \quad (I.5)$$

$$\langle I_f || \vec{j}_N \vec{A}_L^{(m)} || I_i \rangle = -\frac{k^L}{(2L+1)!!} \left(\frac{L+1}{L} \right)^{1/2} \langle I_f || i^{L-1} M(ML) || I_i \rangle \quad (I.6)$$

Les opérateurs $M(EL)$ et $M(ML)$ seront explicités dans le paragraphe 1.3. Considérons la cascade de la figure 1.2 et supposons que les radiations γ relient des niveaux nucléaires dont les parités sont de bons nombres quantiques; alors la fonction de corrélation angulaire $W(\theta)$ peut être développée suivant les polynômes de Legendre d'ordre pair :

$$W(\theta) = \sum_k B_k(\gamma_1) A_k(\gamma) P_k(\cos \theta) \quad (I.7)$$

avec : $k_{\max} \leq 2L_1', 2L', 2I_1$, où θ représente l'angle entre les direction d'émission des radiations γ_1 et γ , $B_k(\gamma_1)$ les coefficients directionnels d'orientation, $A_k(\gamma)$ les coefficients directionnels de distribution.

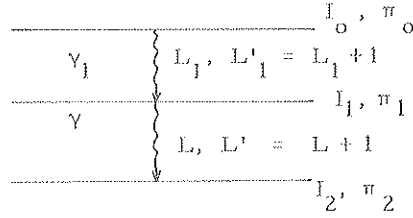


Figure 1.2

$B_k(\gamma_1)$ et $A_k(\gamma)$ sont donnés par les formules suivantes à l'aide des coefficients F_k et des paramètres de mélange :

$$B_k(\gamma_1) = \frac{F_k(L_1 L_1' I_0 I_1) + 2(-1)^{L_1 + L'_1} \delta(\gamma_1) F_k(L_1 L_1' I_0 I_1) + \delta^2(\gamma_1) F_k(L_1 L_1' I_0 I_1)}{1 + \delta^2(\gamma_1)} \quad (I.8)$$

$$A_k(\gamma) = \frac{F_k(LL I_2 I_1) + 2\delta(\gamma) F_k(LL' I_2 I_1) + \delta^2(\gamma) F_k(L' L' I_2 L_1)}{1 + \delta^2(\gamma)} \quad (I.9)$$

où :

$$\delta(\gamma_1) = \frac{\langle I_1 \| \vec{j}_N \vec{A}_{L_1'} \| I_0 \rangle}{\langle I_1 \| \vec{j}_N \vec{A}_{L_1} \| I_0 \rangle}$$

$$\delta(\gamma) = \frac{\langle I_2 \| \vec{j}_N \vec{A}_{L'} \| I_1 \rangle}{\langle I_2 \| \vec{j}_N \vec{A}_L \| I_1 \rangle}$$

et :

$$F_k(LL' I_2 I_1) = (-1)^{I_1 + I_2 - 1} \left[(2k+1)(2L+1)(2L'+1)(2I_1+1) \right]^{1/2} \begin{pmatrix} L & L' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & L' & k \\ I_1 & I_1 & I_2 \end{pmatrix}$$

Généralement nous utiliserons les coefficients de corrélation A_k définis comme suit :

$$A_k = B_k(\gamma_1) A_k(\gamma)$$

Pour les corrélations angulaires triples avec radiation intermédiaire non observée (figure 1.3) nous définissons A_k par la formule suivante :

$$A_k = B_k(\gamma_1) U_k(\gamma_2) A_k(\gamma_3)$$

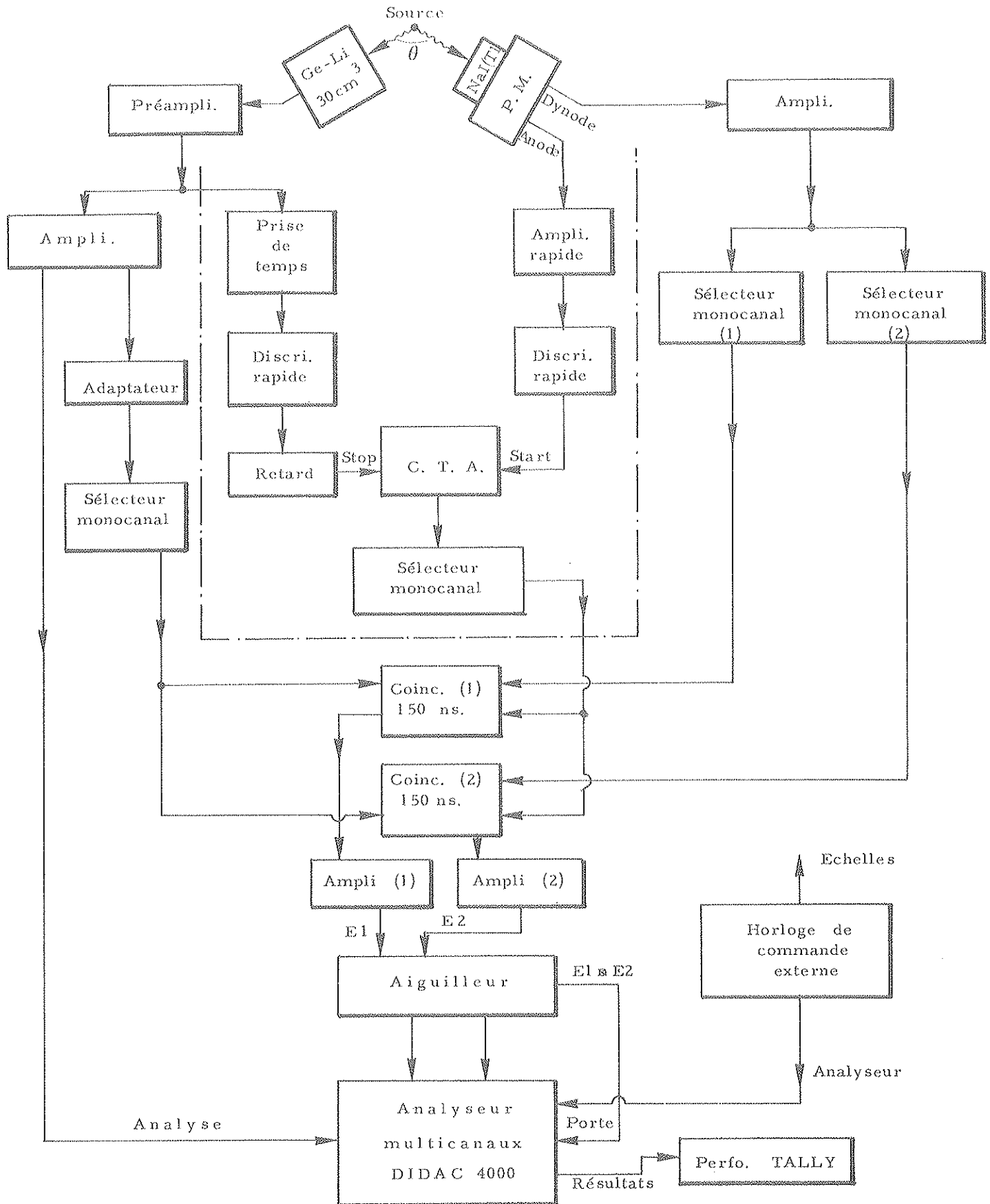


Figure 1.4 - Bloc-diagramme de l'appareillage utilisé pour les mesures de corrélation angulaire. Des échelles de comptage non représentées sur la figure, permettant le contrôle et le monitoring de la mesure ont été placées derrière les sélecteurs monocanal et les circuits de coïncidences.

avec : $U_0(\gamma_2) = 1$ (normalisation)

et pour $k \neq 0$:

$$U_k(\gamma_2) = \frac{(-1)^{L_2} \begin{vmatrix} I_1 & I_2 & k \\ I_2 & I_2 & L_2 \end{vmatrix} + \delta^2(\gamma_2) (-1)^{L'_2} \begin{vmatrix} I_1 & I_1 & k \\ I_2 & I_2 & L'_2 \end{vmatrix}}{1 + \delta^2(\gamma_2)} (-1)^{I_1+I_2} \left[(2I_1+1)(2I_2+1) \right]^{1/2} \quad (1.10)$$

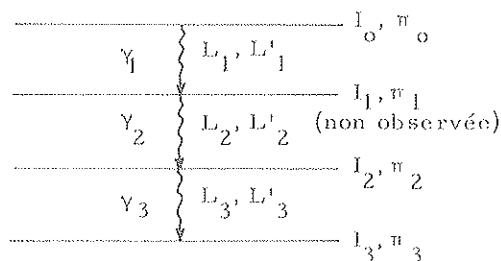


Figure 1.3

Les valeurs numériques des coefficients A_k ont été tabulées récemment par divers auteurs (Ram A 71, Tay H 71) pour diverses séquences de spins avec, comme paramètre, le facteur de mélange d'une des radiations observées.

1.2.2 - Dispositif expérimental et mesures

Pour effectuer les mesures de corrélation angulaire, nous utilisons un système conventionnel lent-rapide à détection mixte. Le détecteur mobile est constitué par un scintillateur NaI(Tl) de ϕ 1 pouce $3/4 \times \ell = 4$ pouces couplé à un photomultiplicateur 56 AVP et le détecteur fixe par une jonction Ge(Li) coaxiale de volume 30 cm^3 . Ces détecteurs sont installés sur une table de corrélation angulaire décrite dans les références (LeV M 67) et (Mar G 69), permettant de faire des mesures de 90° à 270° . Devant les détecteurs et à environ 1 cm de leur fenêtre d'entrée, nous plaçons une feuille de plomb d'épaisseur 1 mm afin de réduire l'absorption des rayonnements de basse énergie dus principalement aux isotopes impairs voisins.

Cet appareillage représenté par la figure 1.4 a une résolution en temps globale de 12 ns environ pour une dynamique en énergie de 5/1 sur la voie Ge(Li). Le spectre Ge(Li) est analysé sur 1000 canaux et il est pris en coïncidence avec les différentes fenêtres sélectionnées sur la voie NaI(Tl) ; les événements sont aiguillés dans les sous-groupes d'un analyseur INTER-TECHNIQUE DIDAC 4000. Une horloge électronique construite au laboratoire par S. Morier permet de contrôler le temps de comptage à chaque angle et de commander l'impression automatique du contenu des échelles et la perforation sur ruban des spectres de coïncidences. Le temps de mesure a été choisi court vis-à-vis de la période de la source et, dans le cas des mesures faites à partir de la décroissance de $^{198\text{m}}\text{Tl}$, en raison de sa courte période, un troisième compteur (détecteur Ge(Li) de 2 cm^3) a été placé au-dessous et à la verticale de la source afin de monitorer cette activité. Pour limiter les effets dus à la décroissance les mesures sont effectuées par cycles, de 90° vers 270° puis de 270° vers 90° (tous les 22.5°). Les mesures de coïncidences accidentelles sont réalisées à 0° , 90° ou 270° et les changements de source sont faits à la fin d'un cycle seulement. Cette méthode permet d'éliminer l'effet de 1er ordre dû à la décroissance.

La source, généralement sous forme d'une feuille d'or (100 mg/cm^2), a été enroulée en un cylindre d'environ 2 mm de diamètre et 5 mm de hauteur, puis placée verticalement dans un container cylindrique en plexiglass disposé sur un chariot de centrage. Ce dernier, mobile dans le plan des détecteurs suivant deux directions perpendiculaires à l'aide de vis micrométriques a permis de réaliser un centrage de la source à mieux que 0,5 % près.

Ce centrage a été effectué à chaque changement de source. L'angle "vrai" de 180° entre les deux détecteurs a été déterminé en utilisant les raies d'annihilation d'une source de ^{22}Na . Cette mesure a permis de relever simultanément la courbe de résolution angulaire de notre système de détection (figure I. 5).

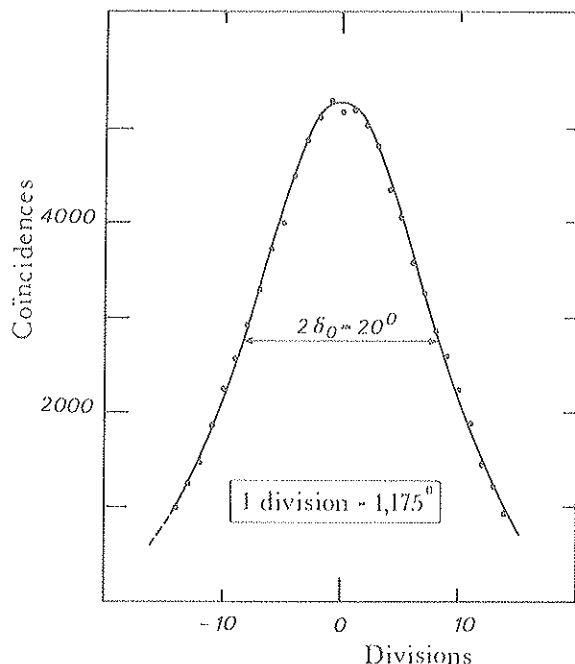


FIGURE I. 5 - Courbe de résolution pour une cascade (511-511)keV de notre système de détection relevé avec une source de ^{22}Na .

I. 2. 3 - Evaluation des mesures

A chaque angle θ mesuré (soit n le nombre d'angles), nous obtenons un spectre de coïncidence en additionnant l'ensemble des spectres partiels relatifs à θ . Nous soustrayons le spectre de coïncidences accidentelles et, après normalisation par le comptage latéral, nous pouvons analyser et traiter les spectres de coïncidences vraies. En calculant la surface d'un pic donné à chaque angle θ_i nous obtenons n nombres d'événements V_i à partir desquels un programme de moindres carrés, nommé CORAN, permet de déterminer la fonction expérimentale de corrélation angulaire :

$$W'(0) = \sum_k a_k P_k(\cos \theta)$$

correspondant à ce pic. Les coefficients a_k sont obtenus à partir des équations suivantes (les a_k sont les coefficients expérimentaux non normalisés) :

$$W'_i = \sum_k a_k P_{ik}(\cos \theta_i) \quad (\text{I. 11})$$

avec : $i = 1$ à n et $k = 0, 2, 4$ en général.

Désignons par V , W' et a les matrices colonnes d'éléments V_i , W'_i et a_k . Pour minimiser la fonction suivante :

$$\Delta = \overline{(W' - V)} \omega (W' - V) \quad (\text{I. 12})$$

où ω est une matrice diagonale dont les éléments sont les poids $\omega_i = \frac{1}{\delta_i^2}$ (δ_i est l'erreur sur V_i) il suffit de résoudre le système d'équations linéaires :

$$\frac{\partial \Delta}{\partial a_k} = 0 \quad (\text{I. 13})$$

On en tire l'équation matricielle normale :

$$P \omega P a = P \omega V \quad (\text{I. 14})$$

En désignant par N la matrice normale, les coefficients ajustés sont donnés par l'équation (I.15) :

$$a = N^{-1} \bar{P} \otimes V \quad (I.15)$$

et les points théoriques ajustés aux points expérimentaux par l'équation (I.16) :

$$W = P a \quad (I.16)$$

Pour connaître la validité de l'ajustage, nous calculons Δ_{\min} :

$$\Delta_{\min} = \bar{V} \otimes V - \bar{V} \otimes P a \quad (I.17)$$

Δ_{\min} a une distribution de χ^2 à $F = n-m$ degrés de liberté (ou n est le nombre de points mesurés et m le nombre de paramètres ajustés) et la probabilité $P_F(\chi^2)$ permet de dire si l'ajustage est acceptable. On démontre que la matrice de variance-covariance des coefficients $v(a)$ est égale à N^{-1} , inverse de la matrice normale (Fer A 65). En conséquence, les déviations standards sur les paramètres ajustés sont données par les racines carrées des éléments diagonaux de N^{-1}

$$\sigma_k = (N_{kk}^{-1})^{1/2} \quad (I.18)$$

et les coefficients de corrélation entre deux paramètres par les éléments non diagonaux :

$$\rho_{kk'} = N_{kk'}^{-1} / (\sigma_k \sigma_{k'}) \quad (I.19)$$

Généralement on utilise les coefficients normalisés $A'_k = a_k/a_o$ et $W(\theta)$ est exprimé sous la forme suivante :

$$W(\theta) = 1 + \sum_{k=2}^{k_{\max}} A'_k P_k(\cos \theta) \quad (I.20)$$

Les déviations standards s_k sur les coefficients A'_k sont alors données par :

$$\left(\frac{s_k}{A'_k}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_k}{a_k}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_o}{a_o}\right)^2 - 2 \rho_{ok} \sigma_o \sigma_k / (a_o a_k) \quad (I.21)$$

En raison des dimensions finies des détecteurs la corrélation angulaire est atténuée si bien que les coefficients A'_k expérimentaux sont reliés aux coefficients physiques A_k par la formule suivante :

$$A'_k = A_k \cdot Q_k(\gamma_1) \cdot Q_k(\gamma_2) \quad (I.22)$$

En posant :

$$Q_k = Q_k(\gamma_1) \cdot Q_k(\gamma_2)$$

On a :

$$A'_k = A_k \cdot Q_k \quad (I.23)$$

Les coefficients $Q_k(\gamma)$ sont essentiellement des fonctions des dimensions du cristal, de son rayon, de la distance source-détecteur, du coefficient d'absorption de la raie γ dans le cristal et de la sélection en amplitude dans le spectre. Ces coefficients ont été tabulés par de nombreux auteurs pour des cristaux NaI(Tl) de dimensions fréquemment utilisées (Wes H 59) et plus récemment pour les détecteurs Ge(Li) de type planar ou coaxial (Bla J 67, Cam D 69, Win W 68).

La détermination précise des coefficients Q_k ne va pas sans difficulté ; c'est pourquoi généralement nous aurons intérêt à prendre une valeur moyenne entre les coefficients tirés des tables et ceux que l'on peut calculer par la méthode de E. L. Church et J. J.

Kraushaar (Chu E 52) en utilisant la courbe de résolution angulaire (par exemple, celle de la figure (I.5) dans le cas des corrélations angulaires du noyau ^{198}Hg). Si cette courbe peut être approchée par une distribution triangulaire ou gaussienne, des valeurs approchées des coefficients q_0, q_2, q_4 reliés à Q_2 et Q_4 par les formules :

$$Q_2 = q_2/q_0 \quad \text{et} \quad Q_4 = q_4/q_0$$

sont obtenues à l'aide des développements en série suivants :

$$\begin{aligned} q_0 &= 1 - \left\{ \begin{array}{l} 6.092 \\ 7.325 \end{array} \right. (10^{-5}) \delta_0^2 + \dots \\ q_2 &= 1 - \left\{ \begin{array}{l} 6.092 \\ 7.325 \end{array} \right. (10^{-4}) \delta_0^2 + \left\{ \begin{array}{l} 1.609 \\ 2.930 \end{array} \right. (10^{-7}) \delta_0^4 + \dots \\ q_4 &= 1 - \left\{ \begin{array}{l} 1.889 \\ 2.271 \end{array} \right. (10^{-3}) \delta_0^2 + \left\{ \begin{array}{l} 1.460 \\ 2.659 \end{array} \right. (10^{-6}) \delta_0^4 - \left\{ \begin{array}{l} 0.631 \\ 2.133 \end{array} \right. (10^{-9}) \delta_0^6 + \dots \end{aligned} \quad (1.24)$$

où δ_0 représente la demi-largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution exprimée en degrés. Les coefficients de la ligne supérieure sont relatifs à une distribution triangulaire et ceux de la ligne inférieure à une distribution gaussienne. Dans le tableau I nous donnons en exemple les coefficients évalués à partir des deux méthodes pour une cascade (511-511)keV avec le système de détection utilisé pour le noyau ^{198}Hg .

Nous adopterons dans ce cas les valeurs moyennes :

$$\begin{aligned} Q_2 &= 0.93 \pm 0.01 \\ Q_4 &= 0.79 \pm 0.03 \end{aligned}$$

Ces coefficients sont obtenus pour une demi-largeur à mi-hauteur $\delta_0 = 10^{0.5}$ dans le cas de la distribution gaussienne pour une cascade $[511(\text{Ge}) - 511(\text{NaI})]$ keV. Il seront recalculés pour une corrélation $[E_{\gamma_1}(\text{Ge}) - E_{\gamma_2}(\text{NaI})]$ keV en supposant que la largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution est inversement proportionnelle à la distance source-centre de gravité de l'absorption notée d .

Nous calculons δ par la formule suivante :

$$\delta = \delta_0 \left(\frac{d_{511}}{d_{E_{\gamma_1}}} \right)_{\text{Ge}} \left(\frac{d_{511}}{d_{E_{\gamma_2}}} \right)_{\text{NaI}}$$

et évaluons Q_2 et Q_4 à partir de (1.24) (distribution gaussienne). Finalement les coefficients A_k et leurs erreurs δA_k seront donnés par les formules suivantes où l'on tient compte du fait que δQ_k est une erreur systématique dans la mesure.

$$\begin{aligned} A_k^{\text{exp}} &= A'_k / Q_k \\ \delta A_k^{\text{exp}} &= A_k \left(\frac{s_k}{A'_k} + \frac{\delta Q_k}{Q_k} \right) \end{aligned} \quad (1.25)$$

Méthode	Q_2	Q_4
Distribution triangulaire	0.946	0.824
Distribution gaussienne	0.937	0.805
Tables de West et Winn	0.917	0.752

TABLEAU 1 - Coefficients d'atténuation Q_2 et Q_4 d'une cascade (511-511)keV

La méthode d'analyse graphique que nous utilisons est celle de Coleman dans laquelle A_2 est porté en fonction de A_4 (Col C 58).

Les cascades étudiées sont généralement telles que seule une des deux radiations est mélangée (δ désignant le rapport de mélange défini dans le paragraphe I.2.1); alors les coefficients théoriques sont des fonctions de δ et δ^2 de la forme :

$$A_2 = \frac{(\alpha + \beta \delta + \gamma \delta^2)}{(1 + \delta^2)}$$

et :

$$A_4 = \frac{e \delta^2}{(1 + \delta^2)}$$

Ce sont les équations paramétriques d'une ellipse dans le plan (A_2, A_4) .

Le résultat expérimental obtenu par la méthode des moindres carrés a pour image un point $(A_2^{\text{exp}}, A_4^{\text{exp}})$ dans ce plan.

Si on suppose que la fonction de distribution de probabilité de ces variables est une distribution normale, elle s'écrit :

$$P(A_2, A_4) = K \exp \left(-\frac{1}{2} E \right) \quad (I.26)$$

où :

$$E = \frac{1}{1 - \rho^2} \left[\frac{(A_2 - A_2^{\text{exp}})^2}{(\delta A_2^{\text{exp}})^2} + \frac{(A_4 - A_4^{\text{exp}})^2}{(\delta A_4^{\text{exp}})^2} - \frac{2 \rho (A_2 - A_2^{\text{exp}})(A_4 - A_4^{\text{exp}})}{\delta A_2^{\text{exp}} \delta A_4^{\text{exp}}} \right]$$

où K est une constante de normalisation.

Pour une valeur donnée de E , l'équation (I.26) définit une ellipse centrée sur le point $(A_2^{\text{exp}}, A_4^{\text{exp}})$, plus ou moins inclinée sur les axes suivant que ρ est voisin de 1 ou 0, correspondant à une certaine probabilité. E a une distribution de χ^2 à 2 degrés de liberté. L'ellipse définie pour $E = 1$ est appelée "l'ellipse d'erreur" et correspond à une probabilité $P_{F=2}(\chi^2) = 0,67$. On pourra définir des ellipses de confiance correspondant à des coefficients de confiance donnés, au moyen des tables de χ^2 .

Cette analyse n'est justifiée que dans le cas où les coefficients de corrélation ρ_{02} et ρ_{04} sont négligeables devant ρ_{24} , noté ρ dans l'équation (I.26). En toute rigueur le domaine de confiance pour un ajustage de n paramètres par la méthode des moindres carrés est défini par un hyper-ellipsoïde dans un espace à n dimensions.

Pour tracer ces ellipses, il est commode de porter les tangentes horizontales définies par les couples points de contact :

$$\left. \begin{aligned} A_2 - A_2^{\text{exp}} &= \pm \chi \rho \delta A_2^{\text{exp}} \\ A_4 - A_4^{\text{exp}} &= \pm \chi \delta A_4^{\text{exp}} \end{aligned} \right\} \quad (I.27)$$

et les tangentes verticales définies par les couples suivants :

$$\left. \begin{aligned} A_2 - A_2^{\text{exp}} &= \pm \chi \delta A_2^{\text{exp}} \\ A_4 - A_4^{\text{exp}} &= \pm \chi \rho \delta A_4^{\text{exp}} \end{aligned} \right\} \quad (I.28)$$

En général, la région définie par cette ellipse est traversée par une courbe théorique correspondant à une séquence de spins donnée et les limites du rapport de mélange δ peuvent être fixées à l'aide des points d'intersection. Si plusieurs courbes théoriques traversent l'ellipse d'erreur, il y aura ambiguïté et d'autres mesures indépendantes seront nécessaires pour trancher.

1.3 - MESURES DE PROBABILITES DE TRANSITION

Les mesures de durées de vie de niveaux excités ont un intérêt primordial en physique nucléaire, car on peut en extraire les probabilités de transition réduites, quantités directement liées aux fonctions d'onde des niveaux entre lesquels a lieu la transition électromagnétique, constituant ainsi un des tests les plus sévères sur la validité des modèles théoriques. Ces éléments de matrice réduits sont exprimés à partir des opérateurs $M(EL)$ et $M(ML)$ définis dans la référence (Boh A 69), nous les introduirons succinctement ainsi que les probabilités de transition électriques monopolaires.

1.3.1 - Interactions électromagnétiques. Rappels.

a) Couplage entre champs et courants.

La théorie quantique de l'électromagnétisme est basée sur les équations de Maxwell pour la propagation du champ électromagnétique (EM) et son couplage avec la densité charge-courant.

L'hamiltonien d'interaction EM s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} H' &= - \int j_{\mu}(\vec{r}, t) A_{\mu}(\vec{r}, t) d^3r \\ &= \int \varphi(\vec{r}, t) \rho(\vec{r}, t) d^3r - \frac{1}{c} \int \vec{j}(\vec{r}, t) \cdot \vec{A}(\vec{r}, t) d^3r \end{aligned} \quad (I. 29)$$

Il représente le couplage entre le potentiel quadrivecteur $A = (\varphi, \vec{A})$ et le quadrivecteur de densité charge-courant $j_{\mu}(\rho, \frac{1}{c} \vec{j})$, où φ et ρ représentent les parties réelles des composantes homologues du temps des quadrivecteurs correspondants.

L'hamiltonien H' est un invariant de Lorentz, il est de plus invariant par réflexion d'espace et renversement du temps et permet de décrire la plupart des systèmes atomiques et nucléaires.

b) Probabilités de transition réduites.

Les moments multipolaires d'ordre L associés aux quanta électriques et magnétiques s'écrivent sous la forme :

$$\left. \begin{aligned} M(EL, M) &= \frac{-i(2L+1)!}{ck^{L+1}(L+1)!} \int \vec{j}(\vec{r}) \cdot \vec{\nabla} A(\vec{r} \wedge \vec{\nabla})(j_L(kr) Y_{LM}(\hat{r})) d\tau \\ M(ML, M) &= \frac{-(2L+1)!}{ck^L(L+1)!} \int \vec{j}(\vec{r}) \cdot (\vec{r} \wedge \vec{\nabla})(j_L(kr) Y_{LM}(\hat{r})) d\tau \end{aligned} \right\} \quad (I. 30)$$

La fonction d'onde radiale des quanta est une fonction sphérique de Bessel d'ordre L .

La conservation de la charge électrique est exprimée par l'équation de continuité :

$$c \frac{\partial}{\partial x_{\mu}} j_{\mu}(\vec{r}, t) \equiv \vec{\nabla} \cdot \vec{j}(\vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \rho(\vec{r}, t) = 0 \quad (I. 31)$$

elle permet d'exprimer par exemple le moment électrique sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} M(EL, M) &= \frac{(2L+1)!}{k^L(L+1)!} \int \rho(\vec{r}) \frac{\partial}{\partial r} r j_L(kr) Y_{LM}(\hat{r}) d\tau + \frac{i(2L+1)!}{ck^{L-1}(L+1)!} \\ &\quad \int [\vec{r} \cdot \vec{j}(\vec{r})] j_L(kr) Y_{LM}(\hat{r}) d\tau \end{aligned} \quad (I. 32)$$

Dans les processus photonucléaires, la longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$ du photon est généralement grande vis-à-vis du rayon nucléaire R :

$$kR = 6,1 \cdot 10^{-3} A^{1/3} E_\gamma$$

avec E_γ exprimée en MeV, et $R = 1,2 A^{1/3}$ fm.

Généralement $kr \ll 1$, on peut développer $j_L(kr)$:

$$j_L(kr) = \frac{(kr)^L}{(2L+1)!!} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{(kr)^2}{2L+3} + \dots \right] \quad (1.33)$$

C'est en général une bonne approximation que de se limiter au premier terme, d'où :

$$M(EL, M) = \int \psi(r) r^L Y_{LM}(\hat{r}) d\tau \quad (1.34)$$

L'amplitude de transition pour l'émission (ou l'absorption) d'un photon de type EL est proportionnelle à l'élément de matrice de l'opérateur multipolaire $M(EL, M)$ correspondant. La probabilité de transition électromagnétique $T(EL)$ sommée sur tous les sous-états magnétiques du photon et de l'état final du noyau, est donnée par (Mos S 65) :

$$T(EL; I_1 \rightarrow I_2) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} k^{2L+1} B(EL; I_1 \rightarrow I_2) \quad (1.35)$$

où la probabilité de transition réduite est :

$$\begin{aligned} B(EL; I_1 \rightarrow I_2) &= \sum_{MM_2} \left| \langle I_2 M_2 \| M(EL, M) \| I_1 M_1 \rangle \right|^2 \\ &= (2I_1 + 1)^{-1} \left| \langle I_2 \| M(EL, M) \| I_1 \rangle \right|^2 \end{aligned} \quad (1.36)$$

Pour $L = 1$ et $L = 2$, les taux de transition par seconde sont donnés par les formules suivantes :

$$\begin{aligned} T(E1) &= 1,59 \cdot 10^{15} (E_\gamma)^3 B(E1) \\ T(E2) &= 1,22 \cdot 10^9 (E_\gamma)^5 B(E2) \end{aligned} \quad (1.37)$$

où E_γ est exprimée en MeV et $B(EL)$ en unités $e^2(\text{fm})^{2L}$.

Avec les mêmes approximations, l'opérateur multipolaire magnétique prend la forme :

$$M(ML, M) = \frac{1}{c(L+1)} \int \vec{j}(r) \cdot (\vec{r} \wedge \vec{\nabla}) r^L Y_{LM}(\hat{r}) d\tau \quad (1.38)$$

conduisant aux taux de transition suivants pour $L = 1$ et $L = 2$:

$$\begin{aligned} T(M1) &= 1,76 \cdot 10^{13} (E_\gamma)^3 B(M1) \\ T(M2) &= 1,35 \cdot 10^7 (E_\gamma)^5 B(M2) \end{aligned} \quad (1.39)$$

où $B(ML)$ est exprimée en unité $(e\hbar/2Mc)^2 (\text{fm})^{2\lambda-2}$.

Pour comparer les probabilités réduites de transition électromagnétiques, il est commode d'utiliser les unités de Weisskopf correspondant aux probabilités réduites entre deux états $j_1 = \lambda + 1/2$ et $j_2 = 1/2$; moyennant certaines approximations et avec $R_0 = 1,2 A^{1/3}$, on obtient :

$$\begin{aligned} B_W(E\lambda) &= \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{\lambda+3} \right)^2 (1,2 A^{1/3})^{2\lambda} e^2 (\text{fm})^{2\lambda} \\ B_W(M\lambda) &= \frac{10}{\pi} \left(\frac{3}{\lambda+3} \right)^2 (1,2 A^{1/3})^{2\lambda-2} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 (\text{fm})^{2\lambda-2} \end{aligned} \quad (1.40)$$

Ces probabilités réduites permettent d'estimer les taux de transition Γ_W dans le cadre du modèle à particule unique à l'aide des formules (I. 37) et (I. 39) et de définir l'unité de Weisskopf (u. W.), intéressante pour caractériser l'accélération ou le facteur d'interdiction d'une transition électromagnétique. Connaissant la durée de vie τ d'un niveau excité, l'énergie E_Y , l'intensité relative R , le coefficient de conversion total α_T et le paramètre de mélange δ de la transition, nous calculons les probabilités réduites expérimentales en unités de Weisskopf à l'aide des formules (I. 41) et (I. 42) suivant qu'il s'agit d'un mélange $M1 + E2$ ou $E1 + M2$.

$$B_{\text{exp}}(M1) = \frac{1}{17.6} E_Y^{-3} \frac{R}{\tau} \frac{1}{1 + \alpha_T} \frac{1}{1 + \delta^2} \left[\frac{16\pi}{90} \right] \quad (I. 41)$$

$$B_{\text{exp}}(E2) = \frac{10^3}{1.22} E_Y^{-5} \frac{R}{\tau} \frac{1}{1 + \alpha_T} \frac{\delta^2}{1 + \delta^2} \left[\frac{100\pi}{9} (1.2 A^{1/3})^{-4} \right]$$

$$B_{\text{exp}}(E1) = \frac{10^3}{1.59} E_Y^{-3} \frac{R}{\tau} \frac{1}{1 + \alpha_T} \frac{1}{1 + \delta^2} \left[\frac{64\pi}{9} (1.2 A^{1/3})^{-2} \right] \quad (I. 42)$$

$$B_{\text{exp}}(M2) = \frac{10^5}{1.35} E_Y^{-5} \frac{R}{\tau} \frac{1}{1 + \alpha_T} \frac{\delta^2}{1 + \delta^2} \left[\frac{10\pi}{36} (1.2 A^{1/3})^{-2} \right]$$

où τ est exprimée en picosecondes et E_Y en MeV. L'expression entre crochets représente l'inverse de la probabilité réduite dans le cadre du modèle à particule unique.

1. 3. 2 - Les transitions électriques monopolaires $E0$.

Nous rencontrons généralement des transitions électromagnétiques pures ($E2$ ou $M1$), des transitions mettant en jeu deux multipôles ($M1 + E2$) ou ($E1 + M2$) mais dans les noyaux lourds, peuvent également apparaître des transitions électriques monopolaires $E0$ en compétition avec les transitions $M1$ et $E2$.

Ces dernières ont été traitées en détail par E. L. Church et J. Weneser (Chu E 56) ; nous donnerons ici les résultats essentiels de leur théorie ainsi que les paramètres utiles pour l'étude de la structure nucléaire. Les transitions électriques monopolaires peuvent seulement avoir lieu entre deux états nucléaires de même parité et de même spin (0 ou autre). Comme le moment angulaire transféré est nul, toute transition électromagnétique est interdite et le seul mode de désexcitation possible est l'éjection d'un électron K, L, ... de moment angulaire nul et d'énergie égale à la différence d'énergie entre les deux niveaux diminuée de l'énergie de liaison de l'électron. Si la différence d'énergie est supérieure à $2m_0c^2$, la désexcitation peut également se faire par production de paires (e^+ , e^-) électriques monopolaires.

L'interaction coulombienne entre les électrons atomiques T et le champ coulombien dû à la distribution de charge nucléaire est responsable de ces transitions; elle peut être représentée par l'hamiltonien H' suivant :

$$H' = \sum_{p, e} \frac{\alpha}{|\vec{r}_p - \vec{r}_e|} \quad (I. 43)$$

où $\alpha = e/4\pi mc^2$ est la constante de structure fine, \vec{r}_p et \vec{r}_e les vecteurs de position des protons et des électrons respectivement.

L'interaction électrique monopolaire est entièrement un effet de pénétration.

L'élément de matrice monopolaire peut donc s'écrire :

$$\langle i | H'(L=0) | f \rangle = - \sum_{p, e} \alpha \int d\tau_{\text{nucl}} \int_0^r d\tau_{\text{el}} \Phi_f^* \Psi_f \left(\frac{1}{r_p} - \frac{1}{r_e} \right) \Phi_i \Psi_i \quad (I.44)$$

où Φ et Ψ sont les fonctions d'onde nucléaire et électronique respectivement.

Le domaine d'intégration de la fonction d'onde électronique se limite au volume nucléaire si bien que les parties radiales des fonctions électroniques de Dirac peuvent être remplacées par leurs développements au voisinage de $r_e = 0$.

En négligeant les termes d'ordre r_e^4 , ce qui est une approximation justifiée pour les distributions courantes de charge nucléaire, la probabilité de transition électrique monopolaire $T(E0)$ proportionnelle au carré de l'élément de matrice, s'écrit :

$$T(E0) = 2 \left[2\pi \left| \langle i | H'(L=0) | f \rangle \right|^2 \right] = \Omega \rho^2 \quad (I.45)$$

où ρ est le paramètre de force (strength parameter) donné par :

$$\rho = \sum_p \int \Phi_f \left(-\frac{r_p}{R} \right)^2 \Phi_i d\tau_{\text{nucl}} \quad (I.46)$$

où Ω est un facteur électronique de probabilité de conversion que l'on suppose généralement indépendant des propriétés nucléaires. Church et Weneser ont calculé Ω pour différents Z en faisant l'approximation du noyau ponctuel (Chu E 56). Plus récemment D. A. Bell et al. en tenant compte des dimensions finies du noyau et des effets d'écran dus aux électrons, ont recalculé les facteurs électroniques Ω des couches K , L_I et L_{II} pour les noyaux pairs $40 \leq Z \leq 102$ et un domaine d'énergie de transition allant de 50 keV à 2.5 MeV (Bel D 70).

Le paramètre ρ est très intéressant pour l'étude de la structure nucléaire, il est en particulier très sensible au choix de la charge effective ; malheureusement sa détermination expérimentale est difficile. Les expérimentateurs sont ainsi amenés à définir des rapports ne faisant intervenir que les rapports d'intensité électrons et γ , en particulier μ_K et X dont les expressions sont données ci-dessous (Rei A 61, Ras J 60).

$$\mu_K = \frac{I_K(0_2^+ \rightarrow 0_1^+)}{I_\gamma(0_2^+ \rightarrow 2_1^+)} = \frac{T(E0)}{T(E2)} \quad (I.47)$$

$$X = \frac{\rho^2 e^2 R_o^4}{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)} \quad (I.48)$$

Compte-tenu des expressions (I.47) et (I.48), la relation entre μ_K et X avec $R_o = 1.2 A^{1/3}$ et E_γ en MeV, s'écrit :

$$X = \frac{2.53 \cdot 10^9 A^{4/3} E_\gamma^5}{\Omega_K} \mu_K \quad (I.49)$$

ρ et μ_K sont des grandeurs sans dimension, il en est de même de X puisque $B(E2)$ est homogène à $e^2 R_o^4$.

Dans le cas où la transition est un mélange $E0 + M1 + E2$, une simple mesure de coefficient de conversion permet généralement de donner une limite supérieure de l'intensité de la transition $E0$ si l'on connaît le rapport de mélange $\delta^2(E2/M1)$. Ce dernier est déterminé à partir d'une mesure de corrélation angulaire $\gamma - \gamma$ (insensible à la composante $E0$).

Une méthode encore plus sensible au mélange $E0$, $E2$ est la mesure de corrélation angulaire $e^- - \gamma$. La distribution angulaire d'une transition $E0$ pure est isotrope, mais si cette dernière est en compétition avec une transition $E2$ alors dans le coefficient de $P_2(\cos \theta)$ apparaît un paramètre de particule supplémentaire dû aux termes d'interférence $E0 - E2$ (Stef R 69).

I.3.3 - Appareillage pour les mesures de durée de vie

Les mesures de durée de vie ont été réalisées par la méthode des coïncidences retardées, méthode directe mettant en jeu un système de coïncidence lent-rapide avec convertisseur temps-amplitude (CTA).

Cet appareillage (figure I.6) se caractérise essentiellement par l'adjonction d'un compensateur décrit de façon exhaustive par A. Troncy (Tro A 71, Rou R 71). Cet appareil permet :

- de compenser le déplacement de la courbe en temps en fonction de l'énergie de sélection (un déplacement de 800 ps sans compensation est ramené à moins de 15 ps pour une dynamique de 4/1) permettant ainsi de comparer des durées de vie faisant intervenir des cascades d'énergies différentes,
- de diminuer la détérioration de la résolution en temps lorsqu'on augmente la largeur des fenêtres latérales ce qui permet d'augmenter le taux de coïncidences.

Le système étant de type "contre-réaction", il permet d'améliorer la stabilité globale de l'ensemble expérimental vis-à-vis d'éventuelles dérives de la chaîne d'amplification, donc de faire des mesures de durées de vie de quelques dizaines de picosecondes en diminuant les risques d'erreurs systématiques.

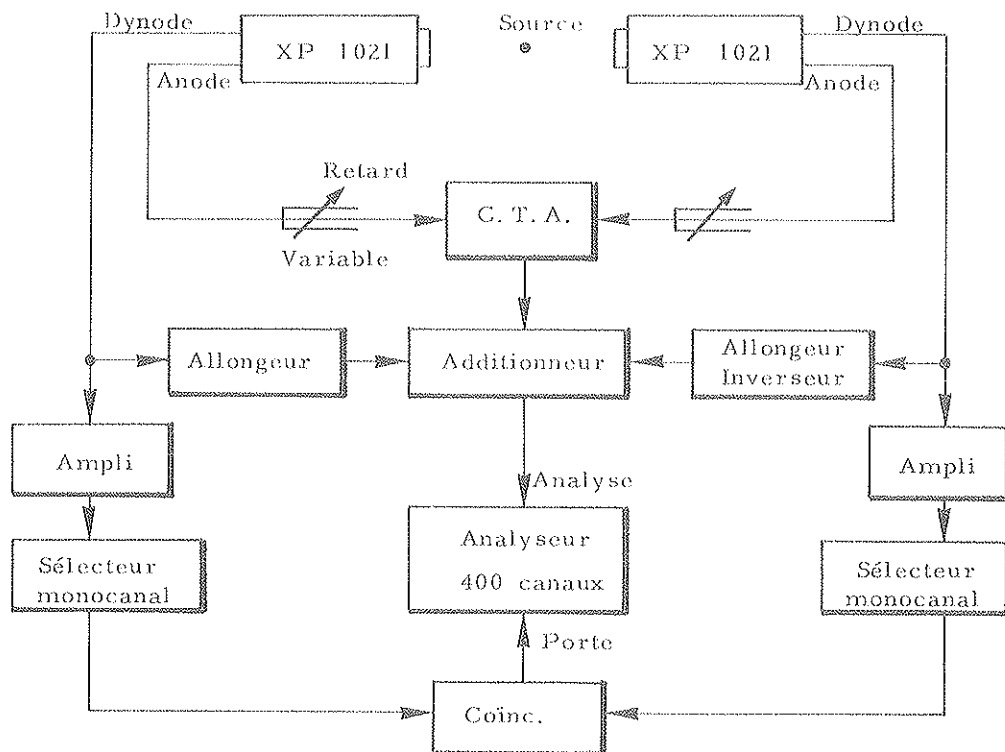


FIGURE I.6 - Bloc-diagramme du système de mesure de temps de vie

CHAPITRE II

MESURES ET RESULTATS EXPERIMENTAUXII.1 - PREMIERS NIVEAUX EXCITES DU NOYAU ^{202}Hg II.1.1 - Introduction

Au moment où nous entreprenons cette étude, peu de niveaux excités de l'isotope ^{202}Hg sont connus (Led C 67). L'énergie de désintégration $^{202}\text{Tl} \rightarrow ^{202}\text{Hg}$ étant faible ($Q_{\beta+} = 1.372 \text{ MeV}$), seuls les deux premiers niveaux excités sont alimentés dans cette décroissance de période 12.2 jours.

A partir de l'isotope ^{202}Au de période 29 secondes beaucoup de niveaux peuvent être alimentés car la valeur de $Q_{\beta-}$ est de 3.5 MeV, malheureusement, les mesures de corrélation angulaire sont pratiquement impossibles avec une activité de durée de vie aussi courte. Récemment A. Pakkanen et al. ont apporté quelques informations complémentaires en étudiant le spectre γ de cette décroissance (Pak A 72).

Nous avons déterminé le spin du deuxième niveau excité à 959.7 keV (figure II.1) et mesuré le paramètre de mélange de la transition de 520.3 keV. Pour cela nous avons entrepris la mesure de la corrélation angulaire (520 - 439)keV en utilisant une source de ^{202}Tl .

II.1.2 - Production de la source

La source a été produite par la réaction $^{202}\text{Hg}(d 28 \text{ MeV}, 2n)^{202}\text{Tl}$ au synchrocyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. La cible, constituée par de l'oxyde mercurique HgO , poudre de couleur ocre jaune placée sous une enveloppe d'aluminium, était irradiée pendant 4 heures à faible courant.

L'intensité du faisceau ne doit pas dépasser $1 \mu\text{A}$ car l'oxyde se décompose dès la température de 100°C .

Les activités parasites produites sont essentiellement dues aux isotopes du thallium (^{198}Tl , ^{199}Tl , ^{200}Tl et ^{201}Tl) dont les périodes ne dépassent pas 3 jours. Elles ne sont donc pas très gênantes pour la mesure de corrélation angulaire, cependant, pour éviter les coïncidences accidentelles et travailler avec une source "propre", les mesures n'ont commencé qu'une dizaine de jours après l'irradiation (voir spectre γ sur la figure II.2).

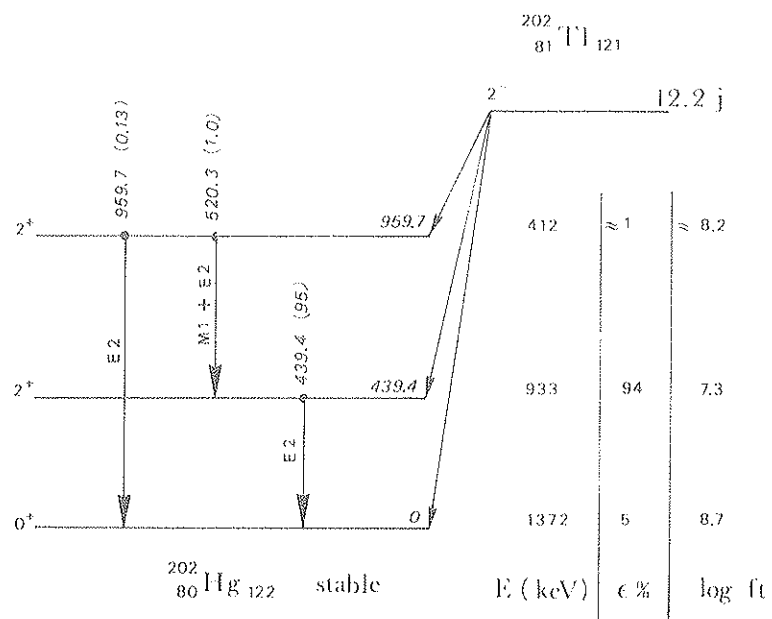


FIGURE II.1 - Schéma de décroissance $^{202}\text{Tl} \rightarrow ^{202}\text{Hg}$ de période 12.2 jours

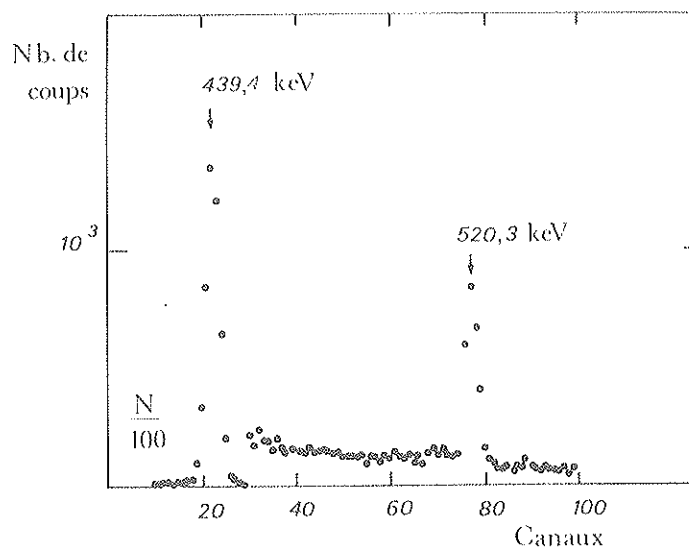


FIGURE II.2 - Spectre γ partiel direct d'une source de ^{202}Tl

II. 1. 3 - Corrélation angulaire (520, 3 - 439, 4) keV

La mesure a été réalisée avec le dispositif décrit au paragraphe I. 2. 2. Sur la voie NaI(Tl) on a sélectionné la raie γ de 439, 4 keV et le spectre Ge(Li) en coïncidence était relevé par un analyseur INTERTECHNIQUE SA 40 B à 400 canaux. Les mesures ont été effectuées tous les 30° entre les angles $+90^\circ$ et -90° et les mesures de coïncidence accidentelles faites à $+90^\circ$, 0° et -90° . La durée d'une mesure à un angle donné était de 2000 secondes. Pour obtenir à chaque angle entre 1300 et 2000 coups sous le pic de 520, 3 keV, la mesure a duré 5 jours.

Après correction des coïncidences accidentelles, le programme d'ajustage donne les coefficients normalisés suivants :

$$A_2' = -0,246 \pm 0,028$$

$$A_4' = +0,096 \pm 0,036$$

Les coefficients d'atténuation $Q_2 = 0,92$ et $Q_4 = 0,75$ conduisent aux coefficients de corrélation expérimentaux :

$$A_2 = -0,27 \pm 0,03$$

$$A_4 = +0,13 \pm 0,05$$

La fonction de corrélation :

$$W(\theta) = 1 - (0,27 \pm 0,03) P_2(\cos \theta) + (0,13 \pm 0,05) P_4(\cos \theta)$$

n'est compatible qu'avec une séquence de spins $2 - 2 - 0$.

Cette mesure permet donc d'attribuer définitivement le spin 2 au niveau 959, 7 keV, sa parité est positive en raison de la nature E 2 de la transition 959, 7 keV \rightarrow 0. La transition de 520, 3 keV est un mélange de multipolarités E 2 + M 1. Notre mesure permet de donner le paramètre de mélange

$$\delta = +0,9 \pm 0,1$$

Nous pouvons alors calculer le rapport des probabilités réduites de transitions suivantes (rapport relatif au niveau 959, 7 keV) :

$$\frac{B(E 2 ; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)}{B(E 2 ; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)} = 0,014 \pm 0,009$$

Cette valeur est relativement faible, elle montre une assez forte interdiction de la transition de cross-over ce qui semble indiquer que cet isotope se comporte comme un bon noyau vibrationnel.

II. 2 - NIVEAUX EXCITES DU NOYAU ^{200}Hg

II. 2. 1 - Introduction

Le schéma de niveaux du noyau ^{200}Hg a fait l'objet de quelques travaux, tant par réaction (n, γ) qu'à partir de la décroissance (β^+ + CE) de 26,1 heures du noyau ^{200}Tl . L. V. Groshev et al. (Gro L 63), O. W. B. Schult et al. (Sch O 67) ainsi que G. A. Bartholomew et al. (Bar G 67) ont apporté les contributions les plus importantes à partir des mesures d'énergie et d'intensité des raies émises dans la réaction $^{199}\text{Hg}(n, \gamma)^{200}\text{Hg}$. Le niveau de capture à 8,028 MeV ayant pour spin et parité 0^- alimente préférentiellement les niveaux de bas spin et de parité positive puisque les raies γ primaires sont généralement de nature E 1. Dans les mesures faites à partir de la désintégration (β^+ + CE), puisque le niveau fondamental du noyau ^{200}Tl a pour spin et parité 2^- , les niveaux de bas spin sont aussi alimentés préférentiellement. Citons les travaux de M. Sakai et al. réalisés au moyen d'un spectromètre β à double focalisation (Sak M 65).

L'avènement des détecteurs Ge(Li) nous a permis de proposer un schéma plus complet (Ber R 69). Les travaux de O. W. B. Schult sur la décroissance β^- de période 48 minutes de l'isotope ^{200}Au produit par double capture de neutron sur le noyau ^{198}Pt puis décroissance β^- du ^{200}Pt de période 11,5 heures, permettent une approche différente du schéma de niveaux du noyau ^{200}Hg (Sch O 68). Plus récemment la découverte par K. Sakai et P. J. Daly (Sak K 68) d'un isomère de ^{200}Au de période 18,7 heures a permis à H. Ton (Ton H 70) d'identifier des niveaux de spin élevé à parité négative.

Au moment où nous entreprenons l'étude du schéma de décroissance $^{200}\text{Tl} \rightarrow ^{200}\text{Hg}$, de nombreux désaccords subsistent entre les divers schémas proposés mais le plus important porte sur le troisième niveau excité à 1029,5 keV.

II. 2. 2 - Spectres γ direct et de coïncidence.

La source de ^{200}Tl a été produite en bombardant avec des particules α accélérées dans le synchrocyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, une cible d'or constituée d'un empilement de 4 feuilles de 100 mg/cm^2 d'épaisseur. Pour optimiser le taux de production de la réaction (α, n) nous avons utilisé, selon D. Vinciguerra et al. une énergie moyenne de 22 MeV (4ème feuille) (Vin D 66). Après une irradiation de 4 heures avec un courant de $5\text{ }\mu\text{A}$, l'activité de la 4ème feuille est d'environ $2\text{ à }5\text{ }\mu\text{Ci}$; elle est utilisée directement pour les mesures de spectres γ et de corrélation angulaire.

Les premières mesures d'énergie et d'intensité des raies γ émises dans la décroissance $^{200}\text{Tl} \rightarrow ^{200}\text{Hg}$ ont été effectuées pour notre thèse de 3ème cycle à l'aide du détecteur Ge(Li) planar décrit en I.1.1 (Ber R 67). Ces mesures ont été reprises avec le détecteur coaxial Ge(Li) à plus grande efficacité, nous permettant d'améliorer en particulier la précision sur les intensités des raies à haute énergie. Nous présentons au tableau II les résultats de ces mesures.

Avec un système mixte [Ge(Li) - NaI(Tl)] nous avons mesuré le spectre γ en coïncidence avec la raie 368,0 keV. La figure II. 3 donne une vue partielle de ce spectre de coïncidence dans la région (700-1400 keV).

II. 2. 3 - Corrélations angulaires γ - γ .

Le but de ces mesures a été essentiellement de déterminer le spin du 3ème niveau excité à 1029,5 keV en mesurant la corrélation angulaire de la cascade de (661,5 - 368,0) keV.

L'étude de ce niveau fera l'objet du paragraphe suivant. Nous avons mesuré simultanément trois autres corrélations angulaires dont les résultats sont portés au tableau III.

Les coefficients des polynômes de Legendre donnés ici sont corrigés de l'atténuation due à la résolution angulaire finie des détecteurs. Nos résultats sont en bon accord avec ceux obtenus plus récemment par le groupe finlandais de Jyväskylä (Hat J 71).

E_γ (keV)	I_γ rel.	Spécification de la transition	E_γ (keV)	I_γ rel.	Spécification de la transition
117.0 (0.5)	0.09 (0.02)	1776 - 1659	1226.0 (0.5)	3.9 (0.5)	1594 - 368
289.3 (1.0)	0.37 (0.02)	1882.7 - 1594	1254.2 (1.0)	0.94 (0.10)	1234.2 - 0
309 (1)	0.24 (0.03)	1882.7 - 1574	1263 (1)	0.80 (0.08)	1631 - 368
368.0 (0.5)	91 (9)	368 - 0	1273.5 (1.0)	3.7 (0.4)	1641.2 - 368
382.5 (1.5)	0.04 (0.01)	2115 - 1731	1291 (1)	0.69 (0.08)	1659 - 368
387 (1)	0.12 (0.02)	2228 - 1846	1350.3 (1.5)	0.16 (0.02)	1717.5 - 368
476.7 (0.5)	0.27 (0.03)	1641.2 - 1254.2	1363 (1)	3.4 (0.5)	1731 - 368
511.004 (0.002)	0.24 (0.03)	1731 - 1254.2	1366 (1)	1.1 (0.3)	1734.2 - 368
521.6 (1.0)	0.14 (0.02)	Annihilation β^+	1408.5 (1.0)	1.8 (0.2)	1776 - 368
541.7 (1.0)	14.3 (1.5)	1776 - 1254.2	1478.1 (1.5)	0.18 (0.03)	1846 - 368
579.4 (0.5)	0.10 (0.02)	1570 - 1029.5	1515.1 (1.0)	4.5 (0.4)	1882.7 - 368
591.7 (1.0)	0.23 (0.03)	947.4 - 368	1570 (1)	0.21 (0.06)	1570 - 0
611.7 (1.0)	1.0 (0.1)	1846 - 1254.2	1573 (1)	0.04 (0.02)	1574 - 0
628.0 (0.5)	2.4 (0.3)	1641.2 - 1029.5	1604.5 (1.0)	1.23 (0.14)	1972.5 - 368
661.5 (0.5)	0.12 (0.02)	1882.7 - 1254.2	1631 (2)	0.07 (0.02)	1631 - 0
687.3 (1.0)	0.21 (0.03)	1029.5 - 368	1693.5 (1.0)	0.08 (0.01)	2061.5 - 368
701.5 (1.0)	0.03 (0.01)	1717.5 - 1029.5	1718 (1)	0.36 (0.05)	1717.5 - 0
710.8 (1.0)	0.03 (0.01)	1731 - 1029.5	1747 (2)	0.056 (0.006)	2115 - 368
718 (1.0)	0.03 (0.01)	1659 - 947.4	1760 (2)	0.11 (0.02)	2128 - 368
720 (1.0)	0.03 (0.01)	1972.5 - 1254.2	1860 (2)	0.016 (0.003)	2228 - 368
783.3 (1.0)	0.57 (0.15)	1731 - 947.4	1872 (2)	0.023 (0.004)	2240 - 368
787 (1)	1.1 (0.2)	1734.2 - 947.4	1908 (2)	0.12 (0.01)	2275.6 - 368
828.6 (0.5)	12.4 (1.3)	1776 - 947.4	1922 (2)	0.056 (0.006)	2289 - 368
873.8 (1.0)	0.06 (0.02)	2128 - 1254.2	1966 (3)	0.019 (0.003)	2334 - 368
886.2 (0.5)	2.3 (0.3)	1254.2 - 368	1976 (2)	0.047 (0.010)	2344 - 368
898.6 (1.0)	0.71 (0.08)	1846 - 947.4	2003 (2)	0.040 (0.005)	2371 - 368
1027.0 (0.6)	0.07 (0.02)	1974 - 947.4	2021 (2)	0.026 (0.004)	2389 - 368
1147.7 (1.0)	0.13 (0.02)	(1515 - 368)	2275 (3)	0.019 (0.003)	2275.6 - 0
1167.6 (1.0)	0.10 (0.02)	2115 - 947.4	2287 (3)	0.014 (0.008)	2289 - 0
1180.8 (1.5)	0.07 (0.02)	2128 - 947.4	2296 (3)	0.033 (0.005)	2296 - 0
1206.0 (0.5)	35 (4)	1574 - 368			

TABLEAU II - Energies E_γ et intensités I_γ relatives des raies de la décroissance de ^{200}Tl - 200^{Hg}.
Les intensités sont données pour 100 désintégrations de ^{200}Tl . Les erreurs sur E_γ et I_γ sont données entre parenthèses.

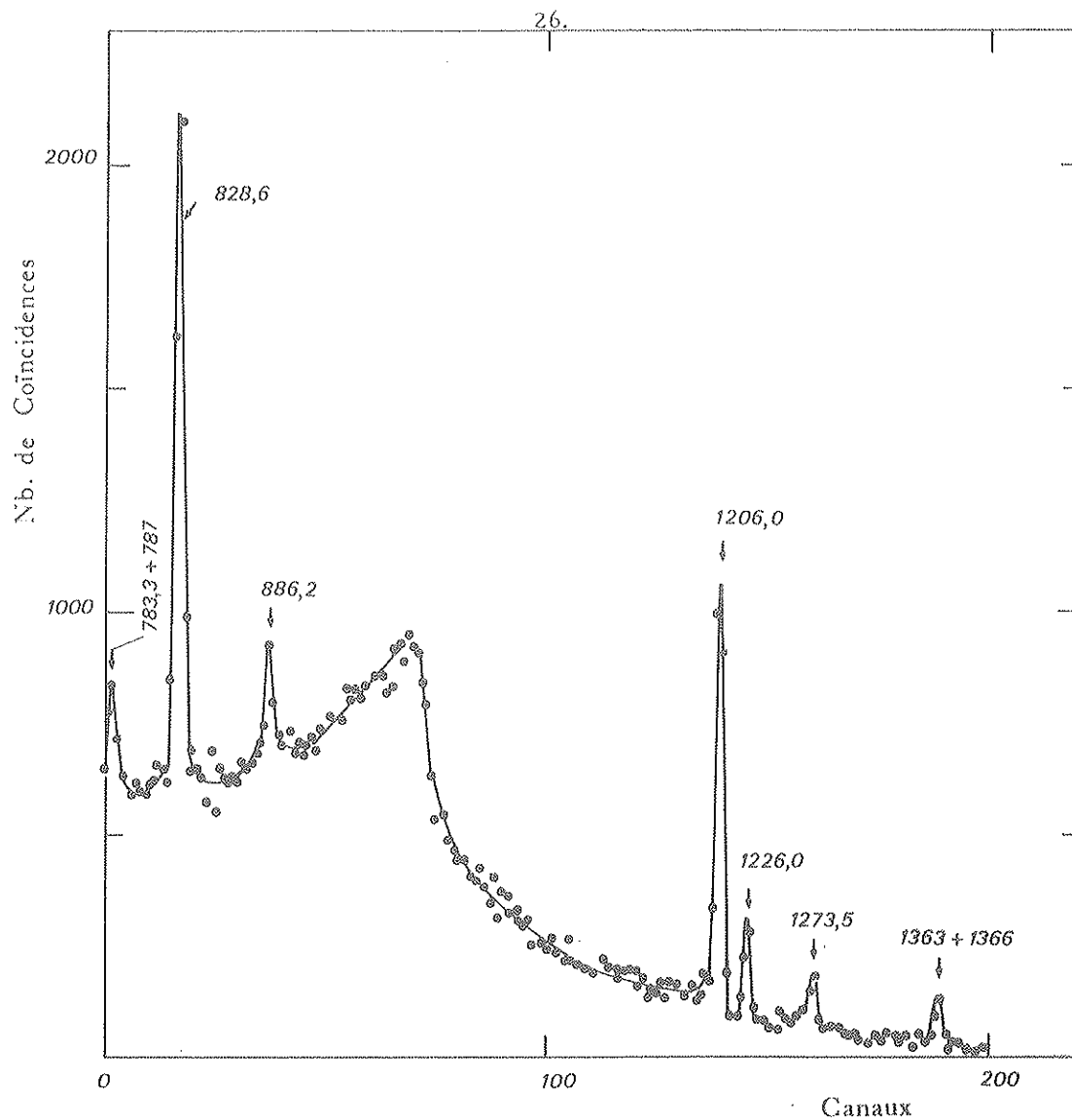


FIGURE II.3 - Spectre gamma partiel de coïncidence avec la raie 368 keV dans la décroissance $^{200}\text{Tl} \rightarrow ^{200}\text{Hg}$.

Cascade (ke V)	Coefficient de corrélation angulaire	Séquence de spin et $\delta(Q/D)$ de la première transition
661 - 368	$A_2 = +0.36 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.10$ $A_4 = +0.90 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.16$	(0) (Q) 2 (Q) 0
579 - 368	$A_2 = +0.07 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.02$ $A_4 = +0.04 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.03$	4 (Q) 2 (Q) 0
828 - (579) - 368	$A_2 = -0.08 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.04$ $A_4 = +0.03 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.06$	3 (D+Q) 4 (Q) 2 (Q) 0 $\delta \approx -0.1$
1206 - 368	$A_2 = +0.10 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.04$ $A_4 = -0.03 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.06$	2 (D+Q) 2 (Q) 0 $\delta \approx +0.2$

TABLEAU III - Résultats des mesures de corrélation angulaire sur l'isotope ^{200}Hg

II. 2. 4 - Problème relatif au 3ème niveau excité à 1029.5 keV

Ce niveau a été établi sur la base d'une mesure de coïncidence entre les raies 368.0 et 661.5 keV réalisée par R. E. Segel et al. (Seg R 64). Dans les mesures effectuées par réaction (n, γ) les divers auteurs, L. V. Groschev et al., R. E. Segel et al. et O. W. B. Schult et al. (Gro L 63, Seg R 64, Sch O 69), en mesurant le coefficient de conversion interne de la raie 661.5 keV ($\alpha_K = (1.04 \pm 0.12)10^{-2}$) trouvent qu'il s'agit d'une transition E2 pure et attribuent $I^\pi = 0^+$ au niveau 1029.5 keV.

Par une mesure analogue du coefficient de conversion interne α_K de la raie 661.5 keV, M. Sakai et al. (Sak M 65) obtiennent une valeur expérimentale plus élevée ($\alpha_K = (2.3 \pm 0.6)10^{-2}$), déduisent que la transition est de nature M1 + E2 avec $\delta \approx 1$ et, en se basant essentiellement sur l'analogie avec la séquence de spins dans le noyau ^{198}Hg , concluent $I^\pi = 2^+$.

Devant ces deux attributions contradictoires et en raison de l'importance qu'il y a à connaître parfaitement les spins des premiers niveaux excités, nous avons entrepris une mesure de corrélation angulaire de la cascade (611.5 - 368.0) keV. Une mesure préliminaire nous a montré que l'anisotropie observée était compatible avec une séquence de spin $0 - 2 - 0$.

Parallèlement à nos travaux P. K. Hopke et al. mesurent une raie d'énergie 1028.8 ± 0.9 keV qui pourrait être la transition de cross-over et dans ce cas, exclure définitivement le spin 0 (Hop P 69).

En tenant compte des effets de sommation, ces auteurs donnent le rapport d'intensité γ suivant :

$$\frac{I_\gamma(1028.8 \text{ keV})}{I_\gamma(661.5 \text{ keV})} = 0.049 \pm 0.016$$

Schult et al. (Sch O 67) réexaminent la région de 1 MeV avec soin et ne trouvent aucune raie dans leur spectre (n, γ) : la limite supérieure d'intensité qu'ils donnent pour une éventuelle raie γ (1029.5 - 0) keV est 2.2 fois plus petite que l'intensité obtenue par P. K. Hopke et al. Puisque le niveau 1029.5 keV est bien alimenté dans la réaction $^{199}\text{Hg}(n, \gamma)^{200}\text{Hg}$, nous avons alors supposé que la raie γ observée dans les spectres obtenus par décroissance $(e + \beta^+)$ de ^{200}Tl devait être placée ailleurs dans le schéma.

Pour vérifier cette hypothèse nous avons redéterminé avec le plus grand soin l'énergie de la raie. Pour cela, nous avons relevé simultanément le spectre du ^{200}Tl et les spectres de ^{207}Bi et ^{56}Co , ces derniers donnant respectivement des raies γ étalons à 1063.44 ± 0.07 et 1037.97 ± 0.09 keV (Mar J 68). En procédant ainsi nous évitons tout déplacement dû aux variations d'intensité entre sources-étalons et sources à mesurer ainsi que les problèmes liés à d'éventuelles instabilités de la chaîne de détection. Nous avons également pris soin d'éliminer les effets dus à la sommation par coïncidence (368.0 + 661.5 = 1029.5). L'énergie ainsi déterminée est de (1027.0 ± 0.6) keV, cette transition γ pouvant être placée entre les niveaux 974 keV et 947.4 keV (la précision obtenue exclut le placement 1029.5 - 0). Comme le premier niveau n'apparaît pas dans les schémas proposés à la suite des mesures (n, γ) , ce placement peut expliquer la non-existence de la raie γ de 1027.0 keV dans les spectres de réaction $^{199}\text{Hg}(n, \gamma)^{200}\text{Hg}$.

Dans la limite de l'erreur statistique, nous obtenons un rapport d'intensité en accord avec P. K. Hopke et al.

$$\frac{I_{\gamma}(1027.0 \text{ keV})}{I_{\gamma}(661.5 \text{ keV})} = 0.028 \pm 0.009$$

La mesure de corrélation angulaire de la cascade (661.5 - 368) keV reprise avec le dispositif décrit au paragraphe 1.2.2 nous permet de confirmer définitivement le spin 0 ; la figure (II.4) représente le spectre de coïncidence dans le domaine 640-680 keV aux angles 90° , 60° , 30° et 0° . Le test de notre ajustage, en excluant toute autre possibilité, a permis d'établir définitivement la séquence 0 - 2 - 0 (figure II.5). A la suite de notre mesure K. E. G. Löbner et al., en utilisant la réaction $^{199}\text{Hg}(n, \gamma)^{200}\text{Hg}$ ont mesuré le rapport des coïncidences (661.5 - 368) keV à 180° et 135° et confirment notre conclusion (Lob K 69).

Pour expliquer le fait que M. Sakai trouve une raie de conversion à 1028.7 keV au lieu de 1029.5 keV, alors que pour la plupart des transitions ses mesures sont en excellent accord avec celles de O. W. B. Schult et al., nous avons émis l'hypothèse que M. Sakai avait mesuré une raie d'électrons complexe (1027.0 + 1029.5). Dans ces conditions, il mesurait donc un coefficient de conversion moyen $\langle \alpha_K(1028.7) \rangle$ défini ainsi :

$$\langle \alpha_K(1028.7) \rangle = \frac{I_c(E0; 1029.5) + \alpha_K(M1, E2; 1027.0) I_{\gamma}(1027.0)}{I_{\gamma}(1027.0)}$$

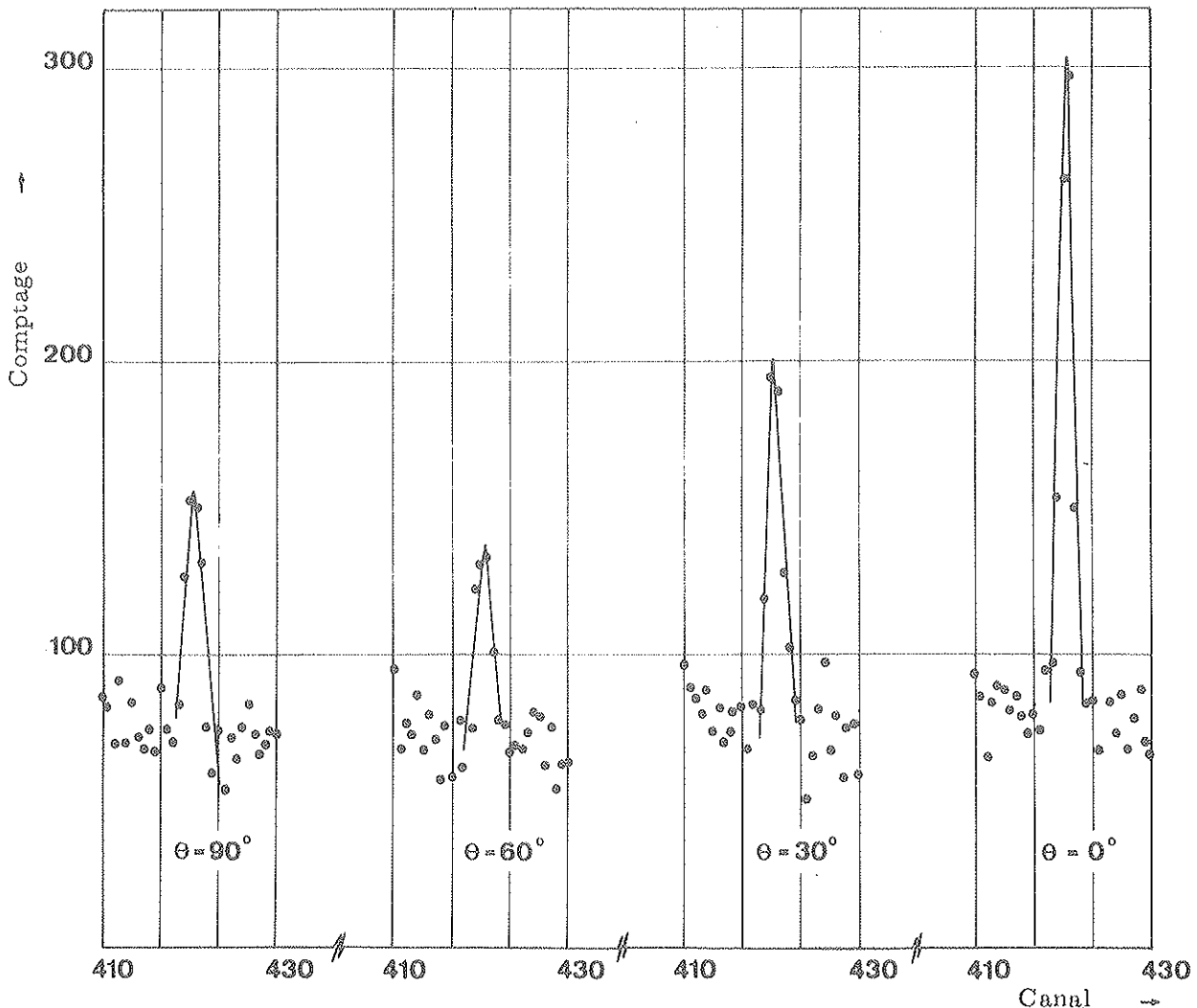


FIGURE II.4 - Spectre Ge(Li) de la raie 661.5 keV observée en coïncidence avec la raie 368 keV, au cours des mesures de corrélations angulaires.

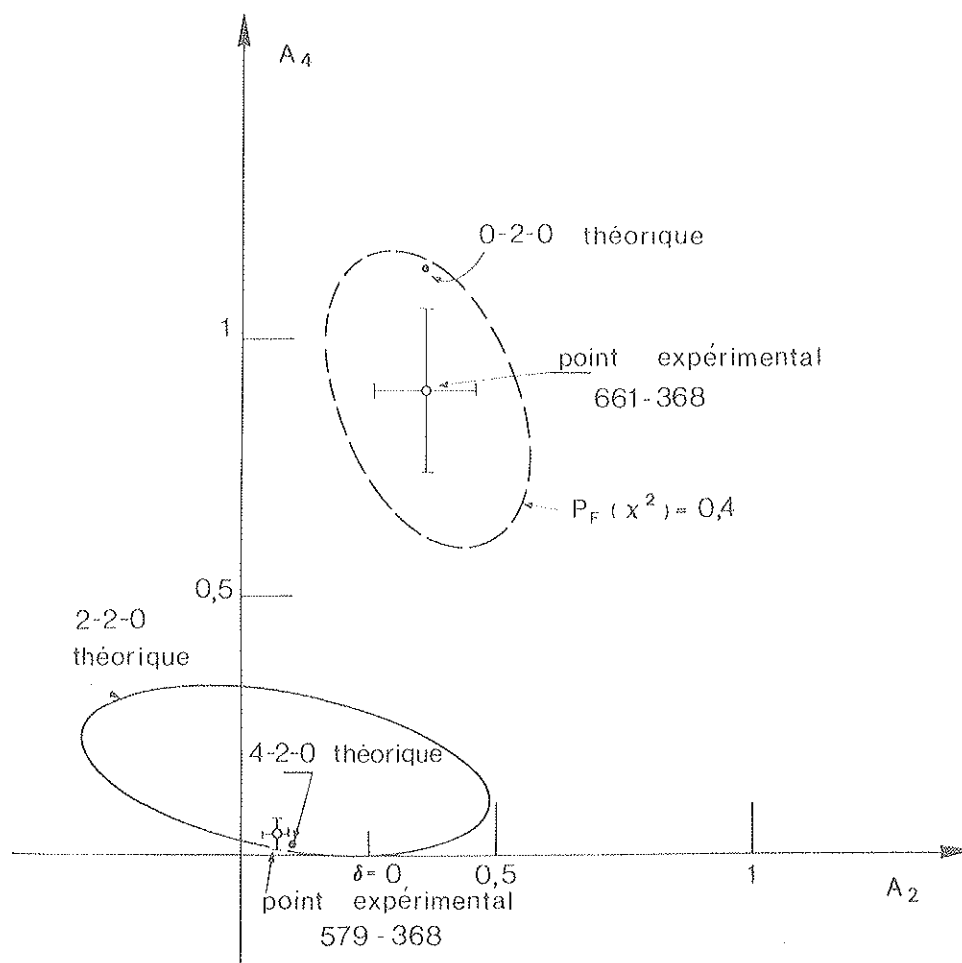


FIGURE II.5 - Analyse graphique des mesures de corrélations angulaires. Les ellipses théoriques (A_2 - A_4) sont représentées en traits pleins. L'ellipse en pointillés correspond à une probabilité statistique $P_F = 2(\chi^2) = 0,4$ pour l'ajustage de la corrélation angulaire (661-368)keV.

Comme la valeur du coefficient $\alpha_K(661,5 \text{ keV})$ mesuré par M. Sakai est contestée par O. W. B. Schult et al. (Sch O 69), nous préférons, contrairement à P. K. Hopke et al. (Hop P 68) normaliser sur la transition E2 pure de 579,4 keV, d'où la relation :

$$\langle \alpha_K(1028,7) \rangle = \frac{I_e(1028,7)}{I_e(579,4)} \alpha_K(579,4) \frac{I_\gamma(579,4)}{I_\gamma(1027,0)}$$

Le premier rapport et α_K sont donnés par M. Sakai (Sak M 65) et le dernier rapport provient de notre mesure ; nous obtenons :

$$\langle \alpha_K(1028,7) \rangle = (2,1 \pm 0,9)10^{-2}$$

Dans ces conditions, la raie de conversion complexe 1028,7 keV contiendrait entre 40% et 70% de composante E0 due à la transition de 1029,5 keV selon que la transition de 1027,0 keV est de nature M1 ou E2.

M. Sakai et al. viennent de confirmer cette hypothèse en résolvant la raie à l'aide d'un spectromètre β à haute résolution en un pic d'électrons correspondant à l'énergie de transition $(1027,13 \pm 0,40)\text{keV}$ et un autre de $(1029,21 \pm 0,46)\text{keV}$ d'intensités relatives 4 et 1 respectivement (Sak M 70). De plus, ces auteurs en tenant compte des contributions des raies L - 591 keV et M - 579 keV à la raie K - 661,5 keV, donnent une nouvelle valeur :

$$\alpha_K(661.5 \text{ keV}) = (1.13 \pm 0.12)10^{-2}$$

en accord avec la nature E 2 de cette transition

$$\alpha_K(E 2 ; 661.5) = 1.07 \cdot 10^{-2}$$

Ce résultat ainsi que le caractère E 2 pur de la transition de 611.7 keV (1641 keV \rightarrow 1029.5 keV) impliquent que le niveau 1029.5 keV a une parité positive. Nous lui attribuons donc 0^+ pour spin et parité.

II. 2. 5 - Schéma de niveaux

La construction du schéma de décroissance est basée sur la loi de RITZ et contrôlée à l'aide du spectre de coïncidence avec la raie 368 keV. Le schéma présenté sur la figure II. 6 tient compte de deux mesures publiées récemment, l'une par T. Komppa et al. (Kom T 71) l'autre par W. Mampe et al. (Mam W 71) et certains spins et parités ont été attribués en utilisant les coefficients de conversion interne déterminés par M. Sakai (Sak M 69).

Pour déterminer l'intensité de la transition $(e + \beta^+)_0$ vers le niveau fondamental de ^{200}Hg , nous avons utilisé les rapports expérimentaux : $\alpha_K = 0.040$, $\alpha_{K\gamma}(368) / \beta_1^+$ et β_1^+ / β_0^+ et le rapport théorique $\lambda_{e_0} / \lambda_{\beta_0^+} \approx 65$ (la transition β étant une transition unique une fois interdite par la parité puisque : $\Delta I^\pi = 2^-$) évalué d'après les graphes de Lederer et al. (Led C 67). L'intensité de la transition $(e + \beta^+)_0$ ainsi obtenue est en bon accord avec d'autres auteurs. La balance des intensités sur le premier niveau excité conjuguée avec les valeurs numériques des rapports précédents conduit à $\lambda_{e_1} / \lambda_{\beta_1^+} = 57 \pm 12$, en assez bon accord avec la valeur théorique calculée (≈ 65) mais par contre très inférieure à la valeur expérimentale (102) obtenue par B. Van Nooijen et al. (No BV 62). Pour les autres niveaux excités le branchement $(e + \beta^+)$ a été obtenu en faisant le bilan des intensités sur chaque niveau, en tenant compte des coefficients de conversion pour les raies les plus intenses. Les log ft ont été calculés en utilisant les graphes donnés dans la référence (Led C 67).

Pour les 4 premiers niveaux excités, les spins et parités attribués sont définitivement établis. Les mesures sont en excellent accord entre elles, tant sur les énergies d'excitation que sur les intensités et la nature des transitions qui désexcitent ces niveaux.

Dans la suite nous commentons seulement les niveaux où notre mesure conjuguée avec les mesures de coefficient de conversion interne (Sak M 69, Mam W 71) apporte des éléments nouveaux dans le schéma.

Niveau 1029.5 keV : Spin et parité 0^+ (cf. parag. II. 2. 3)

Niveau 1515.0 keV : Ce niveau est proposé par T. Komppa et al. à cause de la coïncidence entre la raie 368.0 keV et la raie 1147.7 keV (Kom T 71). Cette dernière étant très intense dans les spectres de réaction (n, γ) , le spin du niveau 1515 keV doit être bas (Sch O 69). De plus la nature E 2 de la transition 1147.7 keV suggère que ce niveau est le 3ème niveau 0^+ . Si l'on suppose qu'il est l'analogue du niveau 1401.4 keV dans le noyau ^{198}Hg , on peut estimer l'intensité de la raie K correspondant à la transition E 0 de 1515 keV. Si l'on suppose comme dans ^{198}Hg , que le rapport

$$\frac{I_K(E 0 ; 1515 \text{ keV})}{I_K(E 2 ; 1147.7 \text{ keV})} \approx 2$$

alors la raie K ne peut pas être observée à cause de la forte transition M 1 de 1515.1 keV (1882.7 \rightarrow 368.0 keV) donnant à la même énergie une raie de conversion K vingt fois plus intense.

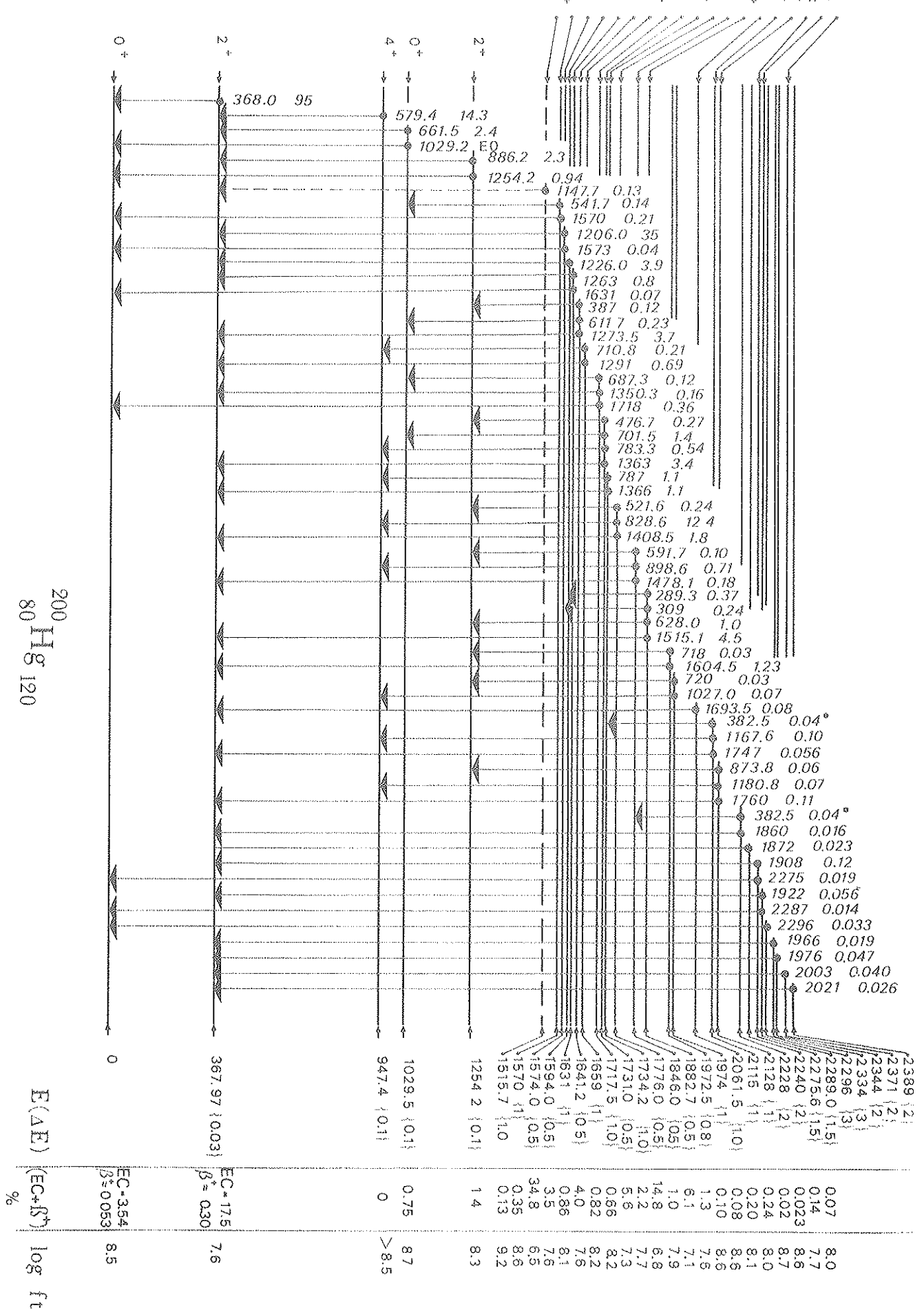


FIGURE II.6 - Schéma de désintégration $^{200}\text{Tl} - ^{200}\text{Hg}$ de période 26,1 heures. Les énergies et les intensités (pour 100 désintégrations de ^{200}Tl) des transitions sont données au-dessus des flèches. La raie 382,5 keV est placée 2 fois dans le schéma ; nous avons tenu compte de son intensité pour calculer l'alimentation du niveau 2115 keV.

Toute mesure de corrélation angulaire étant très difficile à cause de la faiblesse de l'intensité de la raie 1147.7 keV, il serait néanmoins possible de mesurer l'anisotropie $R = \frac{W(180^\circ)}{W(135^\circ)}$ de la cascade (1147.7 - 368) keV avec un système de coïncidence muni d'un dispositif anti-Compton.

D'autre part il n'est pas exclu que le spin du niveau soit égal à 1 en raison de l'existence de la raie 1515 keV qui, en partie, pourrait correspondre à la transition (1515 - 0) keV. Dans ce cas seule une mesure comparative très précise entre l'intensité dans le spectre direct et l'intensité en coïncidence avec la raie 368.0 keV pourrait apporter une réponse.

Niveau 1570.0 keV : Ce niveau est peu alimenté dans la décroissance du ^{200}Tl . Une éventuelle transition vers le premier niveau excité 2_1^+ n'a pu être mise en évidence car elle est probablement masquée par la raie très intense de 1206.0 keV. À partir des références (Gro L 53) et (Bor G 67) on peut attribuer 1^+ pour spin et parité à ce niveau.

Niveau 1594.0 keV : La nature M1 de la transition 1594.0 - 368.0 = 1226.0 keV (Sak M 69) et la corrélation angulaire (1226.0 - 368.0) keV impliquent 2^+ pour spin et parité de ce niveau (Hat J 71).

Niveau 1659.0 keV : La nature M1 de la transition de 710.8 keV vers le niveau 4_1^+ ainsi que l'existence d'une transition vers le niveau 2_1^+ impliquent que ce niveau a une parité positive et un spin égal à 3 ou 4. Le $\log ft$ indique plutôt $I = 3$.

Niveau 1717.5 keV : La raie de 1718 keV vers le fondamental étant de nature M1 + E2, on peut déduire $I^\pi = 1^+$.

Doublet 1731.0 et 1734.2 keV : Une raie élargie à 786 keV a été décomposée par une méthode de déconvolution analogique décrite dans la référence (Ber R 68) en deux raies, l'une à 783.3 keV et l'autre à 787 dont les intensités sont à peu près dans les rapports 1 à 2.

Une raie centrée sur 1364 keV et élargie a également donné deux composantes : l'une à 1363 keV, l'autre à 1366 keV avec des intensités dans le rapport 3 à 1. Le premier niveau a pour spin et parité 2^+ en raison de la nature M1 de la transition de 1363 keV et de la corrélation angulaire (1363 - 368) keV (Hat J 71). Le niveau 1734.2 keV décroît vers le niveau 2_1^+ et d'autre part la transition de 787 keV vers le niveau 4_1^+ étant de nature M1, ce niveau peut avoir 3^+ ou 4^+ pour spin et parité. La faible valeur du $\log ft$ favorise $I^\pi = 3^+$.

Niveau 1776.0 keV : La nature M1 de la transition 828.6 keV et les mesures de corrélation angulaire conduisent à $I^\pi = 3^+$ (voir tableau III).

Niveau 1846.0 keV : La nature M1 ou M1 + E2 des transitions vers les niveaux 2_1^+ , 4_1^+ et 2_2^+ conduisent à $I^\pi = 3^+$.

Niveau 1882.7 keV : Les transitions qui désexcitent le niveau sont de nature M1 essentiellement et relient des niveaux 2^+ , sa parité est donc positive et la corrélation angulaire (1515 - 368) keV n'est pas incompatible avec un spin 2 ou 3.

Doublet 1972.5 keV et 1974.0 keV : L'accord des mesures d'énergie sur les raies 1604.5 keV et 1027.1 keV ainsi que les mesures de coïncidence γ - γ prouvent l'existence de ce doublet. Notons l'existence de la raie 1604.5 keV dans la décroissance β^- $^{200}\text{Au} \rightarrow ^{200}\text{Hg}$; la valeur de $\log ft$ suggère $(2, 3)^+$ pour spin et parité du niveau 1972.5 keV. Le caractère E2 de la transition 1027.1 keV déduite par M. Sakai et al. favorise 2^+ pour spin et parité du niveau 1974.0 keV (Sak M 70).

Niveau 2128.0 keV : L'existence d'une transition vers le niveau 4_1^+ et la valeur de $\log ft$ suggèrent $I^\pi = (2, 3)^+$.

Niveau 2275 keV : Ce niveau serait le premier niveau de parité négative alimenté dans la décroissance du ^{200}Tl en raison de la valeur expérimentale du coefficient de conversion de la raie 1908 keV indiquant plutôt un caractère E1 pour cette transition vers le premier niveau excité. Cependant, à cause de la grande valeur du $\log ft$, il est peu probable que la parité de ce niveau soit négative. Nous proposerons $I = 1$ ou 2 pour spin en raison de l'existence de la transition vers le niveau fondamental.

Niveau 2371 keV : Ce niveau est fortement alimenté dans les réactions (n, γ) par une transition dipolaire E1 à partir du niveau de capture 0^- , par ailleurs la transition de 2003 keV est de nature E1, il a donc $I^\pi = 1^+$. Ce niveau ainsi que le niveau 2389 keV seraient alimentés par capture L.

Dans le schéma, nous n'avons pas reporté les niveaux de parité négative 1707.2 et 1888.3 keV alimentés dans la décroissance de l'isomère de 18.7 heures de ^{200}Au (Sak K 68). Les temps de vie de ces niveaux ont été mesurés par H. Ton et al. (Ton H 70) et des mesures de coïncidence $\gamma - \gamma$ et $\gamma - e^-$ leur ont permis de proposer une séquence de niveaux analogue à celle des isotopes pairs de Hg plus déficients en neutrons (Pet R 68). Ils ont obtenu :

$$T_{1/2}(1707.2 \text{ keV} ; 4^-, 5^-) \leq 0,8 \text{ ns}$$

et :

$$T_{1/2}(1888.3 \text{ keV} ; 6^-, 7^-) = (1.07 \pm 0.04) \text{ ns}$$

Une mesure publiée très récemment (Cun J 72) modifie la séquence des spins attribués par H. Ton et al. Le niveau 1707.2 keV serait un niveau 6^+ , la limite supérieure donnée pour sa durée de vie correspondrait à celle d'un niveau 7^- excité à 1963 keV tandis que la durée de vie de 1.07 ns devrait être attribuée à un niveau 9^- situé à 2144 keV. Cette modification du schéma laisse les probabilités réduites de transition pratiquement inchangées.

Notons également la mise en évidence par W. Mampe et al. d'un niveau 0^+ excité à 1857.0 ± 0.1 keV établi essentiellement sur la base d'une forte transition E0 vers le fondamental et d'une transition E2 de 1489.6 keV vers le premier niveau excité (Mam W 71). Dans la décroissance $(e + \beta^+)$ du ^{200}Tl , ces raies ne sont pas observées. Ce niveau n'est probablement pas alimenté compte tenu du fait que la transition β correspondante est une transition unique une fois interdite par la parité et que Q_β est petit (≈ 0.6 MeV).

Les résultats relatifs aux probabilités de transition seront discutés dans le chapitre III.

II.3 - NIVEAUX EXCITES DU NOYAU ^{198}Hg

II.3.1 - Introduction

Bien que les deux premiers niveaux excités à 411.8 et 1087.8 keV de ^{198}Hg alimentés à partir de la décroissance β^- de ^{198}Au de période 2.7 jours, soient bien connus, peu de travaux ont été faits à partir de la décroissance du noyau ^{198}Tl de période 5.3 heures. Le premier schéma de désintégration a été proposé par M. Sakai à partir d'une mesure réalisée au moyen d'un spectromètre β c'est-à-dire dans des conditions assez difficiles compte-tenu de la période relativement courte du noyau-père (Sak M 66).

Cependant, dès 1959, B. Jung et G. Anderson avaient mis en évidence plusieurs isomères de spin 7^+ dans les isotopes légers impair-impair de thallium (Jun B 59). Ils ont trouvé en particulier un niveau isomérique 7^+ dans ^{198}Tl de période (1.87 ± 0.03) heure situé à 544 keV au-dessus du niveau fondamental 2^- de période 5.3 heures. Les réactions du type (α, xn) donnant lieu à un transfert important de moment angulaire, nous pouvons donc produire à la fois les deux activités par les réactions $^{197}\text{Au}(\alpha, 3n)^{198m}\text{Tl}$ et $^{197}\text{Au}(\alpha, 3n)^{198f}\text{Tl}$.

La section efficace de la réaction $(\alpha, 3n)$ est maximale pour E_α comprise entre 35 et 42 MeV, énergie correspondant à la 2ème feuille d'or de la cible sandwich décrite au paragraphe II.2.2

Pour les mesures d'électrons de conversion et de durées de vie, nous avons préparé des sources minces par évaporation du thallium sur un disque mince de mica. La feuille d'or était placée dans un tube de quartz (ϕ int. = 3mm, hauteur = 2 cm) sur lequel se trouvait le porte-source. Le tube était chauffé par l'intermédiaire d'un ruban de nickel, un peu en dessous (900°C) de la température de fusion de l'or ($t_f = 1063^\circ\text{C}$) pour permettre au thallium de se libérer du réseau d'or et de se déposer sur le disque.

II.3.2 - Rapport isomérique de section efficace

Le rapport isomérique σ_m/σ_f est défini comme étant le rapport des sections efficaces totales de production de noyaux de thallium dans l'état métastable 7^+ et dans l'état fondamental 2^- . Pour calculer ce rapport nous utilisons des résultats donnés dans le tableau IV (voir paragraphe II.3.3). Ce tableau indique que la raie composée (259 + 260)keV et la raie 587.2 keV sont des transitions dues exclusivement à la décroissance du ^{198m}Tl alors que la raie 676.0 keV n'est due qu'à la décroissance du niveau fondamental du ^{198}Tl . La transition isomérique se fait par la cascade (260 - 23 - 259) keV ; d'autre part, les intensités γ mesurées et les valeurs expérimentales des coefficients de conversion permettent de calculer le branchement du niveau isomérique : 46 % de transitions isomères pour 54 % de transitions ($e + \beta^+$). Ce résultat est en bon accord avec les mesures récentes de G.H. Dulfer et al. (Dul G 70) et A. Pakkanen (Pak A 71).

Pour déterminer σ_m/σ_f nous utilisons le rapport des intensités $I_Y(587.2 \text{ keV}) / I_Y(676.0 \text{ keV})$ mesuré à un instant t donné après la fin de l'irradiation (le temps de mesure étant supposé court vis-à-vis de la période de décroissance). Les lois de variation des activités métastable et fondamentale sont données par les relations suivantes :

$$A_m(t) = \lambda_m N_m^0 e^{-\lambda_m t}$$

$$A_f(t) = \lambda_f N_f^0 e^{-\lambda_f t} + 0.46 \lambda_f \frac{\lambda_m N_m^0}{\lambda_f - \lambda_m} \left[e^{-\lambda_m t} - e^{-\lambda_f t} \right]$$

où N_m^0 et N_f^0 sont donnés par les expressions suivantes :

$$N_m^0 = \frac{\sigma_m \phi_\alpha N_{\text{Au}}}{\lambda_m} (1 - e^{-\lambda_m t_0})$$

$$N_f^0 = \phi_\alpha N_{\text{Au}} \left[\sigma_f \frac{1 - e^{-\lambda_f t_0}}{\lambda_f} + 0.46 \sigma_m \frac{\lambda_m}{\lambda_m - \lambda_f} \left(\frac{1 - e^{-\lambda_f t_0}}{\lambda_f} - \frac{1 - e^{-\lambda_m t_0}}{\lambda_m} \right) \right]$$

ϕ_α représente le flux de particules α et N_{Au} le nombre d'atomes d'or exprimé en at/cm^2 .

En formant le rapport A_f/A_m et en tenant compte du rapport d'embranchement des raies 587.2 et 676.0 keV, on peut calculer :

$$\frac{\sigma_m(\alpha, 3n)}{\sigma_f(\alpha, 3n)} = 5 \pm 1$$

Dans le domaine d'énergie $35 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 42 \text{ MeV}$, ce résultat n'est en accord ni avec les travaux de D. Vinciguerra et al. (Vin D 66) ni avec ceux plus récents de M. Blann et al. (Lan F 70).

Ce désaccord provient du fait que ces auteurs ont utilisé pour l'intensité de la raie 411.8 keV une valeur incorrecte en raison d'une connaissance insuffisante du schéma en 1966.

II. 3. 3 - Spectres γ direct et de coïncidence

Ces spectres ont été mesurés et évalués avec les dispositifs et les méthodes décrits dans les paragraphes I. 1. 1 et I. 1. 2.

L'étude en décroissance a été faite en relevant le spectre γ toutes les 50 minutes pendant une durée totale de 30 heures. Le calcul a permis de déterminer la période des raies intenses ; les résultats obtenus ainsi (méthode a) sont reportés dans le tableau IV. Pour les raies faibles la filiation a été déduite en comparant le spectre donné par une source fraîchement irradiée et celui donné par une source vieille de 12 heures (méthode b). Des spectres γ caractéristiques sont représentés sur les figures II. 7 où nous avons identifié les raies dues aux activités parasites en mesurant leur période de décroissance.

La figure II. 8 représente une région du spectre de coïncidence avec la raie 411.8 keV. Nous avons également mesuré des spectres de coïncidence avec les raies 636.6- et 676.0- et 1200.7 keV à l'aide de deux détecteurs Ge(Li) coaxiaux. Les résultats de ces mesures sont reportés dans les colonnes 3, 4 et 5 du tableau IV.

II. 3. 4 - Mesure des électrons de conversion

Des spectres d'électrons de conversion ont été mesurés à l'aide du détecteur Si(Li) et du spectromètre β décrits au paragraphe I. 1. 3. Ce dernier a permis de déterminer avec précision les énergies des raies 47.8-, 587.2-, 636.56-, 1007.6 et 1312.2 keV ainsi que $\alpha_K(1007.6 \text{ keV})$ et $\alpha_K(1312.2 \text{ keV})$. Les coefficients mesurés et théoriques correspondants sont portés dans le tableau V. Les mélanges des multipôles compatibles avec les valeurs mesurées γ sont également reportés.

La figure II. 9 montre le spectre d'électrons dans la région 1320 keV ainsi que le spectre γ autour de 1400 keV à partir desquels on peut déduire une limite inférieure pour $\alpha_K(1401 \text{ keV})$. Cette limite a été établie en prenant pour limite supérieure de l'intensité γ à 1401 keV, une intensité égale à 1% de celle de la raie 1420.7 keV, ce qui correspond à 10 fois plus que l'erreur standard sur le bruit de fond.

II. 3. 5 - Corrélations angulaires γ - γ

Les mesures ont été effectuées avec le dispositif décrit au paragraphe I. 2. 2. Pour la mesure de la corrélation (587.2 - 636.6) keV le temps de mesure à chaque angle a été pris égal à 15 minutes et un troisième détecteur placé perpendiculairement au plan de corrélation a permis de monitorer l'activité due au ^{198}mTl . Ce monitoring est indispensable car dans

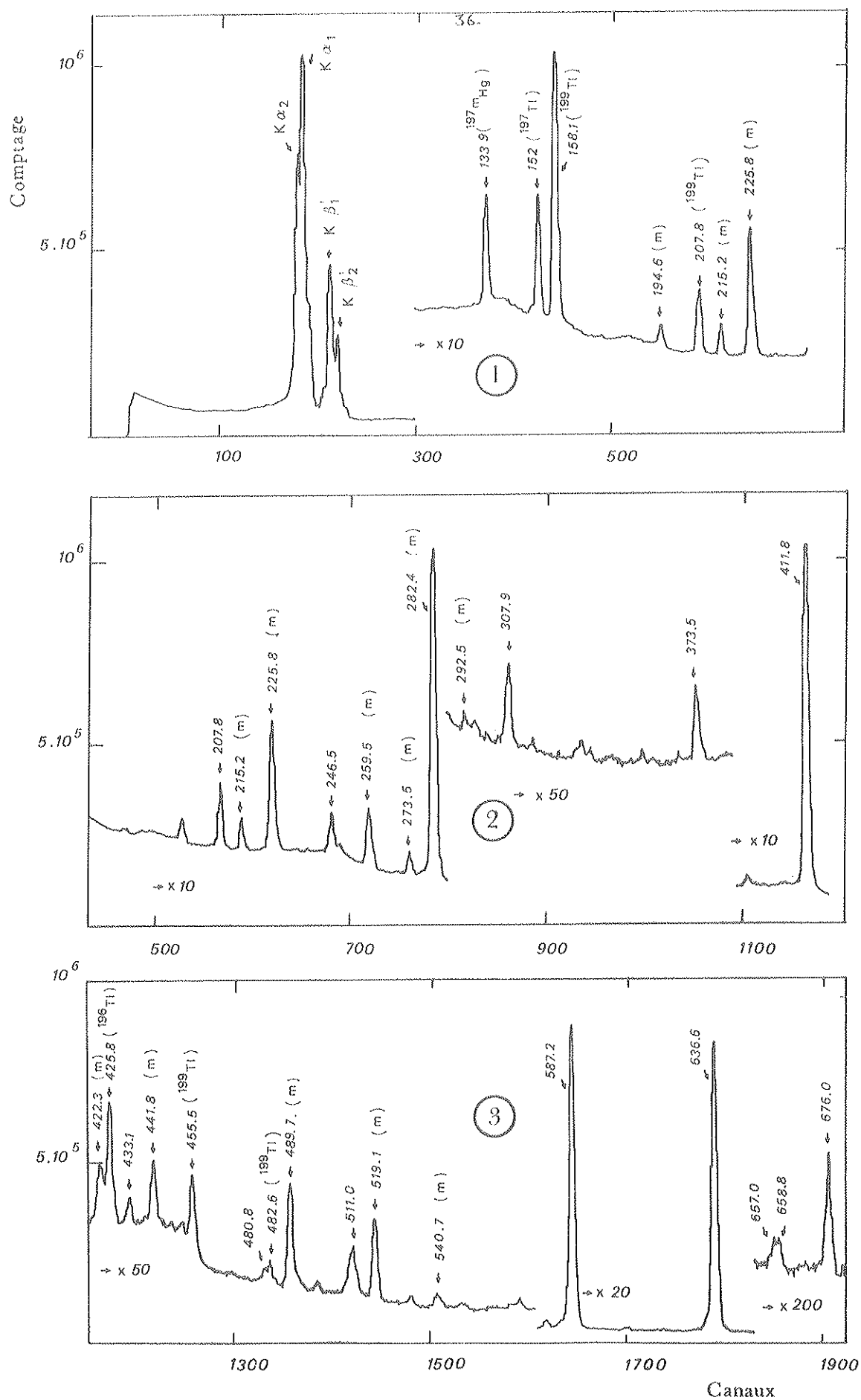


FIGURE II. 7(a) - Spectre gamma direct relevé à la fin de l'irradiation avec un détecteur $\text{Ge}(\text{Li})$ de 4 cm^3 . Ce spectre caractérise la décroissance $^{198\text{m}}\text{Tl} \xrightarrow{1.8 \text{ h}} ^{198}\text{Tl}$

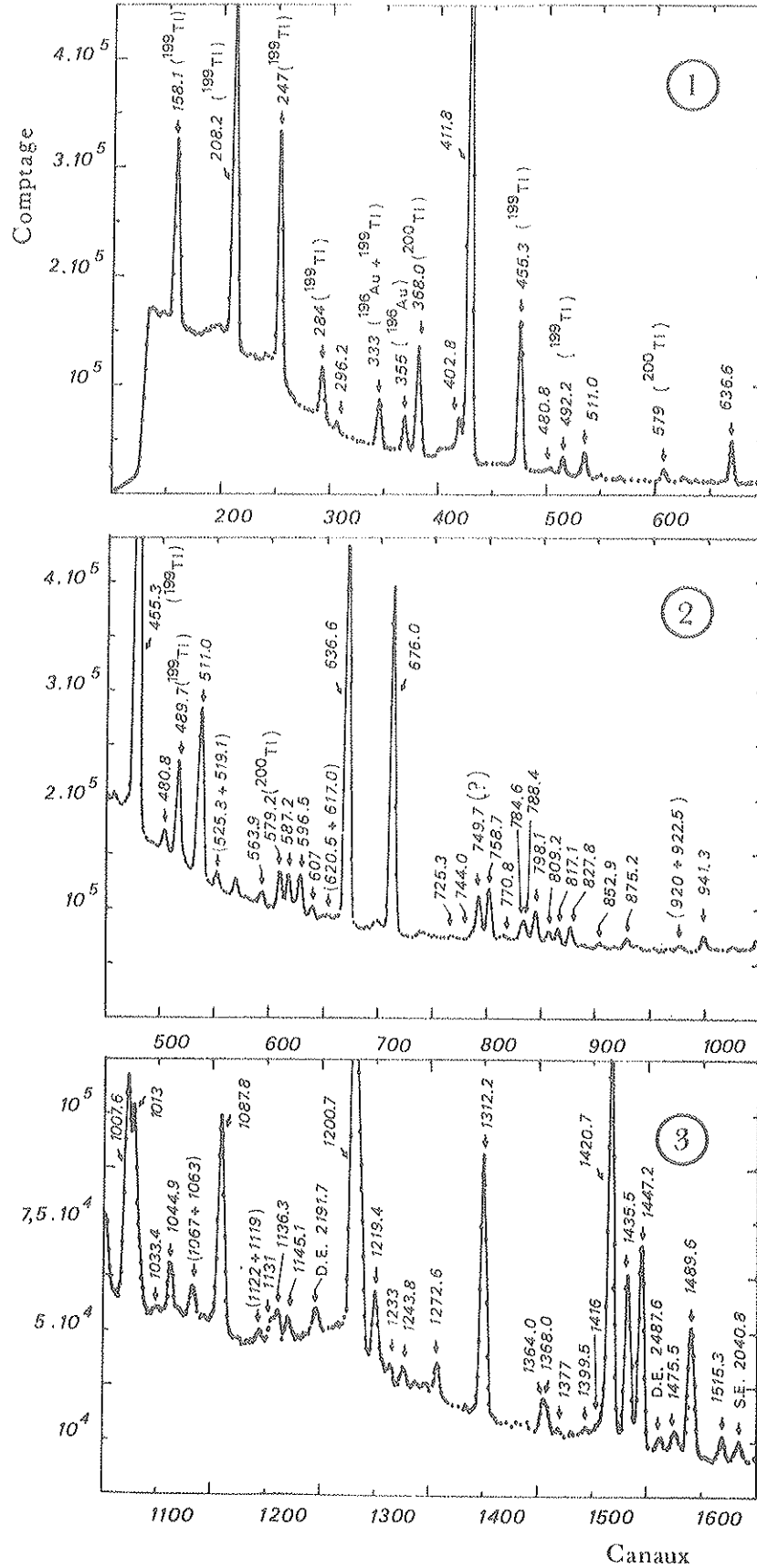


FIGURE II. 7(b) - Spectre gamma direct caractéristique de la décroissance $^{198}\text{fTl} \xrightarrow{5.3\text{h}} ^{198}\text{Hg}$ relevé avec un détecteur Ge(Li) de 30 cm^3 et analysé sur 4000 canaux. Les figures (1) (2) et (3) correspondent au domaine $0 < E < 1.5\text{ MeV}$.

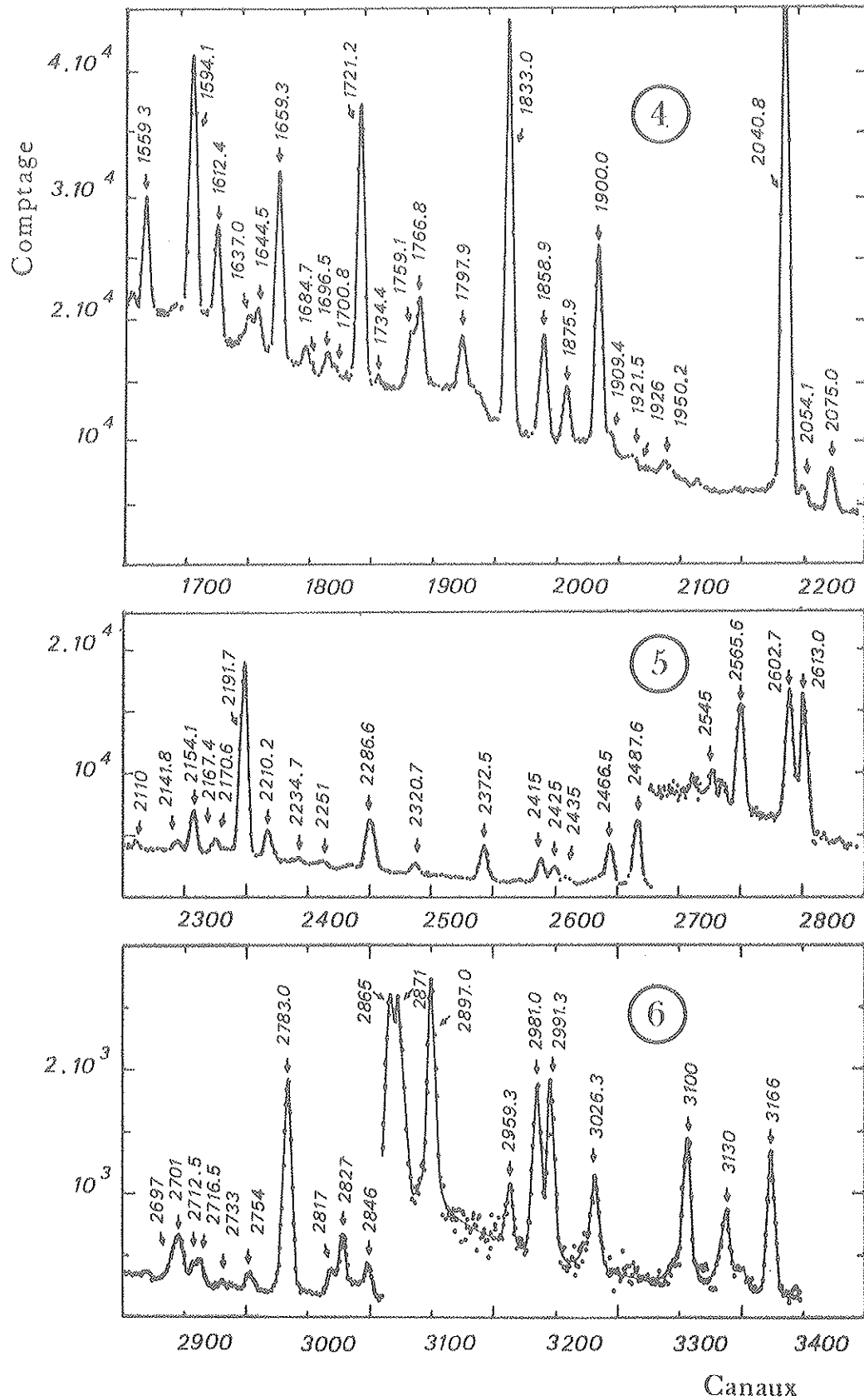


FIGURE II. 7(c) - Suite du spectre de la figure II. 7(b). Les figures (4), (5) et 6 correspondent au domaine $1,5 < E < 3,2$ MeV.

Energie (keV)	Intensité relative γ	Coïncidence			Période (heures)	Spin du noyau- père	Spécification de la transition
		411.8	636.6	676.0			
47.8 (0.1)	0.38 (0.07)				m	7^+	1683.4 \rightarrow 1656.6
194.6(0.7)	0.76 (0.11)				m	7^+	2104.7 \rightarrow 1909.2
215.2(0.5)	1.3 (0.2)				m	7^+	2125.1 \rightarrow 1909.2
225.8(0.5)	6.3(0.6)		+		2.0(0.2)	7^+	1909.2 \rightarrow 1683.4
235 (1)	0.36(0.07)				g	(2^-)	1846.9 \rightarrow 1612.7
259.5(0.5)	4.0(0.4)				m	7^+	I.T.
273.5(0.7)	2.0(0.3)				m	7^+	1909.2 \rightarrow 1635.6
282.4(0.5)	29(3)				2.2(0.2)	7^+	I.T.
292.5(1.0)	0.5(0.2)				m	(7^+)	2202.2 \rightarrow 1909.2
296.2(1.0)	0.35(0.07)				7.4(1.5)	(2^-)	
331.4(0.5)	0.61(0.08)				g	2^-	1419.4 \rightarrow 1087.8
347.1(1.0)	0.08(0.02)				g	(2^-)	2179.5 \rightarrow 1832.8
390.3(0.8)	1.5(0.2)		+		m	(7^+)	2516 \rightarrow 2125.1
402.8(1.0)	0.77(0.08)				g	(2^-)	
411.795	$\begin{cases} 51 (5) \\ 81.4 \end{cases}$		+		m	7^+	} direct
			+	+	g	2^-	
422.3(0.8)	2.4(0.3)				m	7^+	2104.7 \rightarrow 1683.4
436.4(1.5)	0.16(0.04)				g	(2^-)	2268.5 \rightarrow 1832.8
441.8(0.5)	2.5(0.3)				2.0(0.4)	7^+	2125.1 \rightarrow 1683.4
480.8(0.7)	0.33(0.04)		+		5.2(0.4)	2^-	1900.7 \rightarrow 1419.4
489.7(0.5)	4.1(0.4)		+		2.4(0.3)	7^+	2125.1 \rightarrow 1635.6
511.0(0.5)							annihilation of β^+
519.1(0.5)	4.3(0.5)		+		2.0(0.3)	7^+	2202.2 \rightarrow 1683.4
525.8(0.7)	0.26(0.03)	+		+	4.6 (1.1)	2^-	1612.7 \rightarrow 1087.8
540.7(1.0)	0.9(0.3)	(+)			m	(7^+)	2450.2 \rightarrow 1909.2
563.9(0.7)	0.22(0.03)	+	+		g	2^-	1612.7 \rightarrow 1048.4
587.2(0.1)	54	+	+		1.9(0.1)	7^+	1635.6 \rightarrow 1048.4
596.5(0.5)	1.0(0.1)	+			5.0(0.3)	2^-	2209.5 \rightarrow 1612.7
607(1)	0.20(0.03)	+			6.4(1.9)	2^-	2452.5 \rightarrow 1846.8
617.0(1.5)	0.08(0.02)	.					2846.6 \rightarrow 2209.5
620.5(1.5)	0.08(0.02)	+	+		g	(2^-)	2452.5 \rightarrow 1832.8
636.6(0.1)	$\begin{cases} 58(6) \\ 9.5(0.8) \end{cases}$	+	-		2.2(0.2)	7^+	} 1048.4 \rightarrow 411.8
		+			5.2(0.2)	2^-	
676.0(0.4)	10.4(0.8)	+			5.1(0.2)	2^-	1087.8 \rightarrow 411.8
727.3(1.5)	0.04(0.02)						

Energie (keV)	Intensité relative γ	Coincidence			Période (heures)	Spin du noyau- père	Spécification de la transition
		411.8	636.6	676.0			
744.0(1.5)	0.14(0.03)	+			g	2^-	$\begin{cases} 2602.7 \rightarrow 1858.9 \\ 1832.8 \rightarrow 1087.8 \end{cases}$
758.7(0.5)	1.6(0.2)	+		+	4.9(0.3)	2^-	$1846.8 \rightarrow 1087.8$
767 (1)	0.7(0.2)				m	(7^+)	$2450.2 \rightarrow 1683.4$
770.8(1.5)	0.07(0.01)	+		+	g	(2^-)	$1858.9 \rightarrow 1087.8$
784.6(1.0)	0.24(0.08)	(+)	+		g	2^-	$1832.8 \rightarrow 1048.4$
788.4(1.0)	0.57(0.16)	+		+	5.3(0.9)	2^-	$2647.1 \rightarrow 1858.9$
798.1(0.5)	1.0(0.1)	+	+		5.4(0.8)	2^-	$1846.8 \rightarrow 1048.4$
809.2(1.5)	0.16(0.03)	+	+		4.1(1.0)	2^-	$1858.9 \rightarrow 1048.4$
817.1(1.0)	0.44(0.05)	+			6.2(1.7)	(2^-)	
833(1)	0.6(0.2)				2.0(1.7)	7^+	$2516 \rightarrow 1683.2$
852.9(1.0)	0.49(0.07)	+			6.3(1.5)	2^-	$1900.7 \rightarrow 1048.4$
875.2(1.5)	0.29(0.08)	+			5.1(1.4)	2^-	$2487.0 \rightarrow 1612.7$
911.4(1.5)	0.08(0.02)	(+)			g	2^-	$2523.6 \rightarrow 1612.7$
920 (2)	0.16(0.06)	+		+	} 6.2(3.2)	(2^-)	$2005.9 \rightarrow 1087.8$
922.5(1.5)	0.16(0.06)	+				(2^-)	
941.3(1.0)	0.59(0.08)	+			6.9(1.9)	2^-	$2360.6 \rightarrow 1419.4$
989.3(0.7)	0.90(0.08)	+	-	-	5.1(1.1)	2^-	$1401.4 \rightarrow 411.8$
1007.6(0.1)	2.9(0.6)	+			5.8(0.7)	2^-	$1419.4 \rightarrow 411.8$
1033.4(1.5)	0.06(0.03)				g	(2^-)	$2452.5 \rightarrow 1419.4$
1044.9(1.0)	0.77(0.08)	+		+	4.5(1.0)	2^-	$2132.9 \rightarrow 1087.8$
1063 (2)	0.16(0.08)	+			4.2(1.1)	2^-	$2465.4 \rightarrow 1401.4$
1067(2)	0.24(0.12)	+			g	(2^-)	$2487.0 \rightarrow 1419.4$
1087.8(1.0)	2.9(0.3)	-	-	-	5.3(0.6)	2^-	direct
1119 (2)	0.07(0.04)	+			g	(2^-)	$2732.5 \rightarrow 1612.7$
1122 (2)	0.15(0.08)	+			g	(2^-)	$\begin{cases} 2523.6 \rightarrow 1401.4 \\ 2209.5 \rightarrow 1087.8 \end{cases}$
1131 (2)	0.32(0.08)	+			} 5.5(1.6)	(2^-)	$2179.5 \rightarrow 1048.4$
1136.3(1.5)	0.50(0.08)	+				(2^-)	$2748 \rightarrow 1612.7$
1145.1(1.5)	0.36(0.03)				5.3(2.4)	2^-	$2565.4 \rightarrow 1419.4$
1200.7 (0.7)	9.8(1.2)	+	-	-	7.0(1.0)	2^-	$1612.7 \rightarrow 411.8$
1219.4(1.0)	0.81(0.12)	+	+		5.0(0.9)	2^-	$2268.5 \rightarrow 1048.4$
1233 (2)	0.15(0.02)				3.0(2.9)	(2^-)	$2321 \rightarrow 1087.8$
1243.8(1.2)	0.30(0.03)	+			5.7(2.9)	2^-	$2332 \rightarrow 1087.8$
1272.6(1.2)	0.28(0.06)	+			g	(2^-)	$2360.6 \rightarrow 1087.8$
1312.2(0.1)	4.9(0.5)	+	+		5.8(0.7)	2^-	$2360.6 \rightarrow 1048.4$
1342 (2)	0.08(0.02)	+			g	(2^-)	$2957 \rightarrow 1612.7$
1364.1(1.5)	0.57(0.16)	+	(-)	(-)	g	2^-	$2783.8 \rightarrow 1419.4$

Energie (keV)	Intensité relative γ	Coincidence			Période (heures)	Spin du noyau- père	Spécification de la transition
		411.8	636.6	676.0			
1377 (1)	0.08(0.02)				g	(2 ⁻)	2465.4 \rightarrow 1087.8
1399.5(1.5)	0.12(0.03)				g	2 ⁻	2487.0 \rightarrow 1087.8
1416 (2)	0.49(0.08)		+		g	(2 ⁻)	2465.4 \rightarrow 1048.4
1420.7(0.7)	9.4(1.0)	+	-	-	5.5(0.6)	2 ⁻	1832.8 \rightarrow 411.8
1435.5(0.7)	3.8(0.4)	+	-	-	5.7(0.7)	2 ⁻	1846.8 \rightarrow 411.8
1447.2(0.7)	4.2(0.5)	+	-	-	5.8(0.7)	2 ⁻	1858.9 \rightarrow 411.8
1475.5(1.0)	0.57(0.08)	+			7.7(3.7)	(2 ⁻)	2523.6 \rightarrow 1048.4
1489.6(0.7)	3.2(0.3)	+	-	-	5.4(0.7)	2 ⁻	1900.7 \rightarrow 411.8
1515.3(1.5)	0.25(0.08)				8.7(3.8)	2 ⁻	2602.7 \rightarrow 1087.8
1528(2)	0.25(0.08)	+			5.3(1.8)	(2 ⁻)	2578 \rightarrow 1048.4
1549 (2)	0.07(0.02)				g	(2 ⁻)	
1559.3(0.8)	0.97(0.16)	+			5.4(1.0)	2 ⁻	2647.1 \rightarrow 1087.8
1594.1(0.7)	2.5(0.3)	+			5.4(0.7)	2 ⁻	2005.9 \rightarrow 411.8
1612.4(1.0)	0.89(0.08)	-			4.4(0.7)	2 ⁻	direct
1637.0(1.5)	0.25(0.08)				4.6(1.7)	(2 ⁻)	
1644.5(2.0)	0.32(0.08)				5.9(2.1)	(2 ⁻)	2732.5 \rightarrow 1087.8
1659.3(0.8)	1.7(0.2)	+	-		5.3(0.7)	2 ⁻	2748 \rightarrow 1087.8
1684.7(2.0)	0.05(0.02)				g	(2 ⁻)	2732.5 \rightarrow 1048.4
1696.5(1.2)	0.46(0.12)				g	2 ⁻	2783.8 \rightarrow 1087.8
1700.8(1.5)	0.09(0.03)				g	(2 ⁻)	2748 \rightarrow 1048.4
1721.2(1.0)	2.7(0.3)	+	-		5.1(0.6)	2 ⁻	2132.9 \rightarrow 411.8
1734.4(1.5)	0.07(0.02)					(2 ⁻)	2783.8 \rightarrow 1048.4
1759.1(1.5)	0.50(0.08)	+			8.8(4.4)	(2 ⁻)	2846.6 \rightarrow 1087.8
1766.8(1.5)	0.80(0.16)	+			8.0(2.2)	2 ⁻	2179.5 \rightarrow 411.8
1797.9(1.2)	0.45(0.05)	+	-	-	5.0(1.4)	2 ⁻	2209.5 \rightarrow 411.8
1833.0(0.7)	4.0(0.4)	-	-		5.8(0.7)	2 ⁻	direct
1858.9(1.0)	1.23(0.16)	-			4.4(0.6)	2 ⁻	direct
1875.9(1.2)	0.57(0.08)				5.6(1.4)	2 ⁻	2287.3 \rightarrow 411.8
1900.0(1.0)	2.1(0.3)	-			6.2(0.9)	2 ⁻	direct
1909.4(1.5)	0.14(0.04)				g	2 ⁻	2321 \rightarrow 411.8
1921.5(2.0)	0.05(0.02)					(2 ⁻)	2332 \rightarrow 411.8
1926(2)	0.07(0.03)						
1950.2(1.5)	0.13(0.03)				g	2 ⁻	2360.6 \rightarrow 411.8
2040.8(0.8)	7.8(0.8)	+	-		5.8(0.7)	2 ⁻	2452.5 \rightarrow 411.8
2054.1(1.5)	0.07(0.02)	(+)				(2 ⁻)	2465.4 \rightarrow 411.8
2075.0(1.2)	0.20(0.03)	+			5.3(1.0)	2 ⁻	2487.0 \rightarrow 411.8
2110(2)	0.073(0.016)				g	2 ⁻	2523.6 \rightarrow 411.8

Energie (keV)	Intensité relative γ	Coïncidence			Période (heures)	Spin du noyau- père	Spécification de la transition
		411.8	636.6	676.0			
2141.8(1.5)	0.12(0.03)				g	(2 ⁻)	
2154.1(1.2)	0.41(0.05)				5.5(1.1)	2 ⁻	2565.4 \rightarrow 411.8
2167.4(2.0)	0.07(0.03)				g	2 ⁻	2578 \rightarrow 411.8
2170.6(2.0)	0.12(0.03)						
2191.7(1.0)	2.60(0.25)	+			5.3(0.6)	2 ⁻	2602.7 \rightarrow 411.8
2210.2(1.5)	0.36(0.04)					(2 ⁻)	direct
2234.7(2.0)	0.04(0.01)				12(4)	2 ⁻	2647.1 \rightarrow 411.8
2251 (2)	0.073(0.016)				g	2 ⁻	
2286.6(1.5)	0.90(0.16)				4.8(0.7)	2 ⁻	{ direct
2320.7(2.0)	0.18(0.04)				g	2 ⁻	{ 2698 \rightarrow 411.8
2372.5(1.5)	0.51(0.06)				5.0(0.8)	2 ⁻	{ direct
2415(2)	0.33(0.05)				6.6(1.7)	2 ⁻	{ 2732.5 \rightarrow 411.8
2425 (2)	0.22(0.04)				7.0(2.5)	2 ⁻	2783.8 \rightarrow 411.8
2435 (2)	0.10(0.03)				3.5(1.5)	2 ⁻	2827 \rightarrow 411.8
2466.5(1.5)	0.64(0.08)				6.8(1.4)	2 ⁻	2846.6 \rightarrow 411.8
2487.6(1.5)	1.1(0.2)				6.7(1.1)	2 ⁻	direct
2545 (2)	0.032(0.016)				g	(2 ⁻)	direct
2565.6(2.0)	0.18(0.03)				4.5(1.1)	2 ⁻	2957 \rightarrow 411.8
2602.7(2.0)	0.25(0.04)				5.7(1.4)	2 ⁻	direct
2613(2)	0.23(0.03)				5.3(1.3)	2 ⁻	direct
2697(3)	0.045(0.016)				4.3(1.4)	(2 ⁻)	3025 \rightarrow 411.8
2701 (3)	0.065(0.025)					(2 ⁻)	direct
2712.5(3.0)	0.028(0.008)				g	(2 ⁻)	
2716.5(3.0)	0.030(0.008)				g	(2 ⁻)	3129 \rightarrow 411.8
2733 (3)	\approx 0.006				g	2 ⁻	direct
2754 (2)	0.031(0.008)				4.4(2.6)	2 ⁻	3166 \rightarrow 411.8
2783.0(1.5)	0.42(0.06)				g	2 ⁻	direct
2817 (3)	0.031(0.016)				g	(2 ⁻)	
2827(2)	0.12(0.02)				g	2 ⁻	direct
2846 (3)	0.06(0.02)				g	2 ⁻	direct
2865 (3)	0.031(0.016)				g	(2 ⁻)	
2871 (3)	0.033(0.016)				g	(2 ⁻)	
2897.0(2.5)	0.044(0.008)				g	(2 ⁻)	
2959 (3)	0.010(0.003)				g	(2 ⁻)	direct
2981 (3)	0.033(0.008)				g	(2 ⁻)	
2991 (3)	0.034(0.008)				g	(2 ⁻)	
3026 (3)	0.024(0.008)				g	(2 ⁻)	direct
3106 (3)	0.030 (0.016)				g	(2 ⁻)	
3130 (3)	0.019(0.008)				g	(2 ⁻)	direct
3166 (3)	0.028(0.008)				g	(2 ⁻)	direct

TABLEAU IV - Transitions γ observées dans les décroissances ^{198m}Tl et ^{198}Tl Colonne 1 : Energies des raies γ , l'erreur est donnée entre parenthèses.Colonne 2 : Intensités γ pour 100 désintégrations du noyau-père indiqué en colonne 7.

Colonnes 3, 4 et 5 : Résultats des mesures de coïncidence. + signifie que la relation de coïncidence est établie alors que - signifie qu'elle est exclue. Les mêmes signes notés entre parenthèses indiquent une préférence seulement.

Colonne 6 : Période de décroissance exprimée en heures.

Colonne 7 : Spin du noyau-père établi d'après les mesures de décroissance. L'attribution est incertaine quand le spin est noté entre parenthèses, g et m signifient que la filiation a été établie par la méthode b décrite au paragraphe II.3.3.

Colonne 8 - Placement proposé dans le schéma de niveaux de ^{198}Hg . L. T. se rapporte à la transition isomérique du ^{198m}Tl .

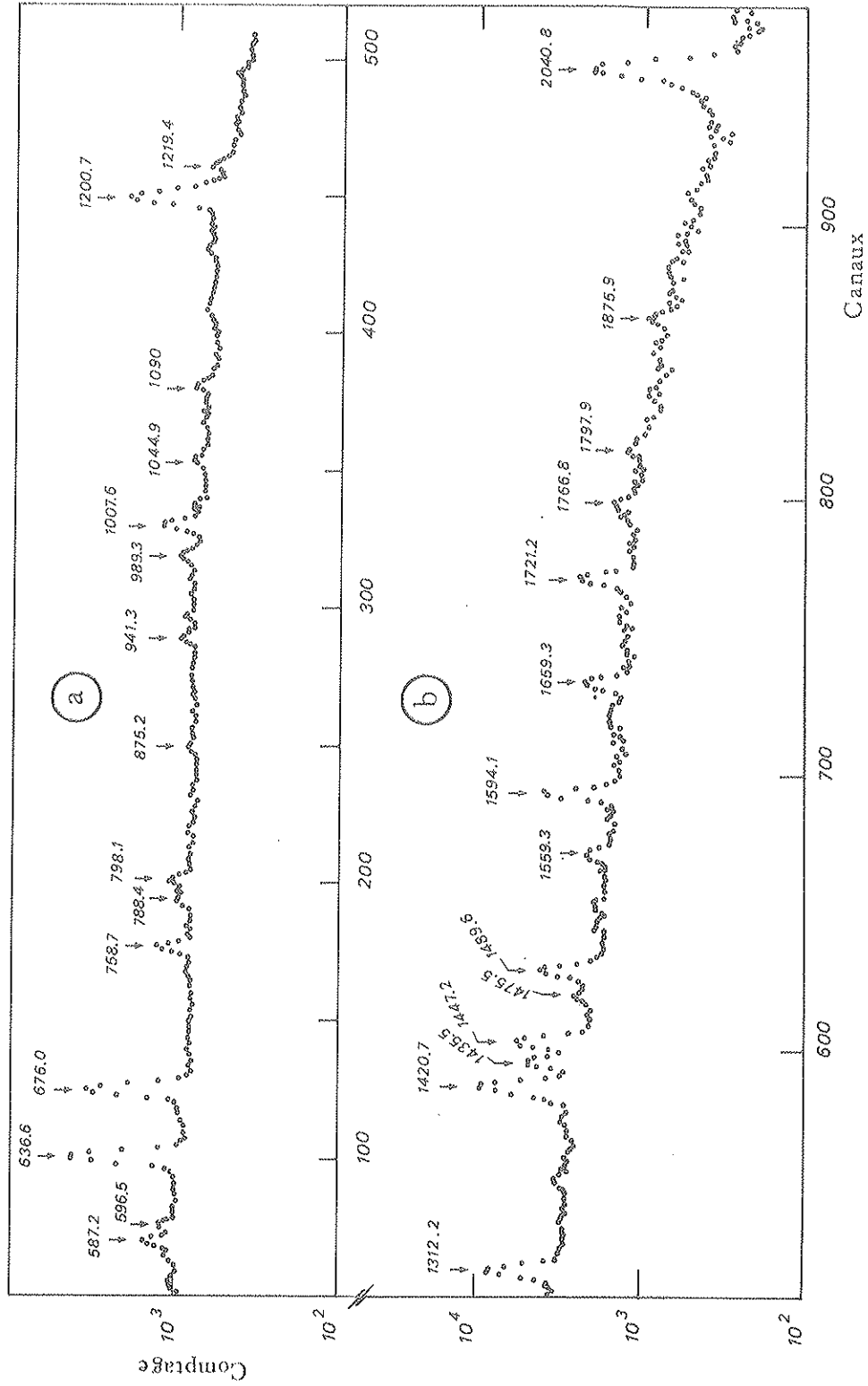


FIGURE II.8 - Spectre gamma en coïncidence avec la raie 411.8 keV, étudié à partir de la décroissance $^{198}\text{Tl} \rightarrow ^{198}\text{Hg}$.

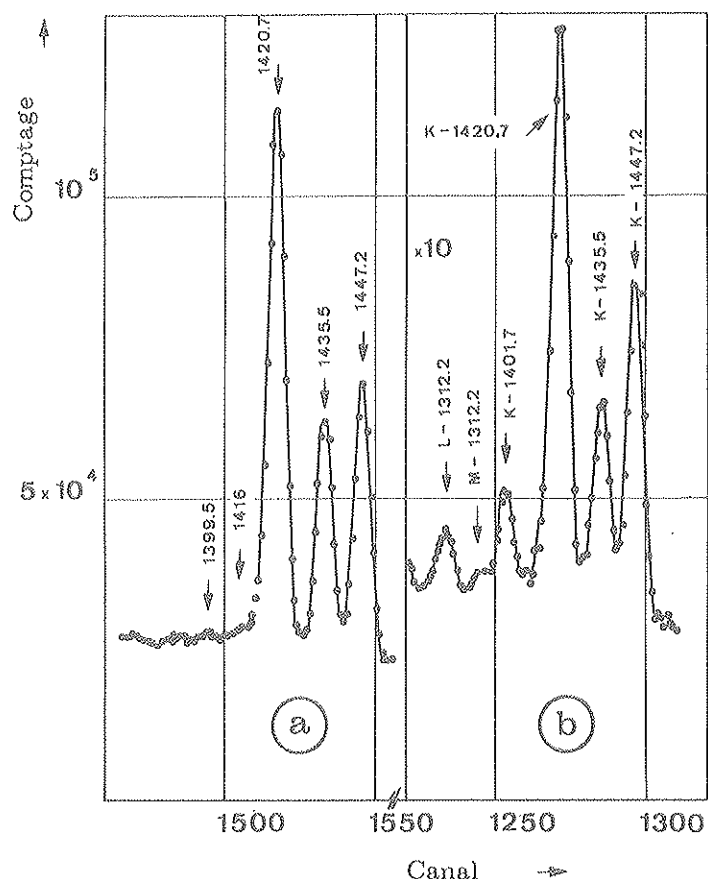


FIGURE II.9 - (a) Spectre gamma relevé avec un détecteur Ge(Li) de 30 cm³ dans la région de 1400 keV
 (b) Spectre des électrons de conversion K correspondants relevé avec un détecteur Si(Li)

Energie (keV)	Coefficients de conversion mesurés $\times 100$	Coefficients théoriques $\times 100$				δ^2	
		E1	E2	M1	M2	E2/M1	M2/E1
47.8 \pm 0.1	(120 \pm 60) 10^3 +	0.48	12800	950	43 300		
587.2 \pm 0.1	0.57 \pm 0.07	0.54	1.4	5.3	50		$\leq 2 \cdot 10^{-3}$
636.6 \pm 0.1	1.0	0.45	1.2	4.3		≥ 60	
987.3 \pm	0.58	0.19	0.49	1.30	3.0	≥ 2	$0.10 \leq \delta^2 \leq 0.23$
1007.6 \pm 0.1	1.12	0.18	0.48	1.20	3.0	$0 \leq \delta^2 \leq 1.0$	$0.3 \leq \delta^2 \leq 0.8$
1312.2 \pm 0.1	0.66	0.12	0.29	0.65	1.50	$0 \leq \delta^2 \leq 0.7$	$0.4 \leq \delta^2 \leq 1.0$
1401.7 \pm 0.8	> 10	0.11	0.26	0.54	1.20		
1420.7 \pm 0.7	0.62	0.105	0.25	0.50	1.15	$0 \leq \delta^2 \leq 0.14$	$0.5 \leq \delta^2 \leq 1.7$
1435.5 \pm 0.7	0.57	0.10	0.245	0.47	1.15	$0 \leq \delta^2 \leq 0.2$	$0.4 \leq \delta^2 \leq 1.4$

TABLEAU V - Coefficients de conversion interne α_K pour quelques transitions. La précision expérimentale est de 25 % quand elle n'est pas indiquée. La croix (+) indique qu'il s'agit du coefficient α_L

la voie du compteur mobile on sélectionne des événements dont la décroissance est une combinaison des décroissances de l'activité de ^{198m}Tl et ^{198f}Tl . Pour les cascades alimentées par la décroissance du niveau fondamental de ^{198}Tl , le temps de mesure a été fixé à 30 minutes. L'ensemble des mesures de corrélation angulaire a duré 2 semaines ; les résultats sont présentés dans le tableau VI. La figure II.10 donne les ellipses théoriques dans le plan A_2 - A_4 , les valeurs expérimentales que nous obtenons et les ellipses d'erreurs. Les spins que nous avons pu déduire de ces mesures seront discutés dans le paragraphe II.3.7.

Pour évaluer la corrélation angulaire (989.3 - 411.8)keV, nous avons décomposé le spectre autour de 1 MeV car la raie 989.3 keV est superposée au front Compton de la raie intense de 1200.7 keV. Pour cela, nous avons utilisé comme référence le spectre donné par une source de ^{22}Na , dans les mêmes conditions de détection, afin d'obtenir la forme du front Compton dans la région de 1 MeV.

Niveau initial (keV)	Cascade (keV)	A_2	A_4	$\delta(\frac{Q}{D})$ de la première transition	I^π déduit
1048.4	636.6 - 411.8	$+0.094^{+0.009}_{-0.009}$	$+0.002^{+0.015}_{-0.015}$	$\begin{cases} +0.20 \leq \delta \leq +0.23 & \text{si spin 2} \\ +0.20 \leq \delta \leq +0.25 & \text{si spin 3} \\ \delta = \infty & \text{si spin 4} \end{cases}$	4^+
1087.8	676.0 - 411.8	$-0.287^{+0.010}_{-0.010}$	$+0.194^{+0.017}_{-0.017}$	$\delta \approx -1.1$	2^+
1401.4	989.3 - 411.8	$+0.52^{+0.22}_{-0.22}$	$+0.74^{+0.32}_{-0.32}$		0^+
1419.4	1007.6 - 411.8	$+0.22^{+0.04}_{-0.04}$	$-0.07^{+0.06}_{-0.06}$	$\begin{cases} -0.45 \leq \delta \leq -0.40 & \text{si spin 1} \\ 0 \leq \delta \leq +0.1 & \text{si spin 2} \\ \delta \approx +1.6 \text{ ou } \delta \approx +0.5 & \text{si spin 3} \end{cases}$	$\{(1,2,3)\}^+$
1612.7	1200.7 - 411.8	$+0.421^{+0.017}_{-0.017}$	$+0.017^{+0.023}_{-0.023}$	$0.28 \leq \delta \leq -0.24$	2^+
1635.6	587.2 - 636.6	$-0.058^{+0.015}_{-0.015}$	$+0.033^{+0.020}_{-0.020}$	$\begin{cases} -0.12 \leq \delta \leq -0.08 & \text{si spin 3} \\ +0.67 \leq \delta \leq +0.84 & \text{si spin 4} \\ 1.7 \cdot 10^{-3} \leq \delta \leq +2.3 \cdot 10^{-3} & \text{si spin 5} \end{cases}$	5^-
1832.8	1420.7 - 411.8	$+0.363^{+0.017}_{-0.017}$	$+0.021^{+0.024}_{-0.024}$	$-0.21 \leq \delta \leq -0.15$	2^+
1846.8	$\begin{cases} 798.1-(636.6)-411.8 \\ 1425.5 - 411.8 \end{cases}$	$\begin{cases} +0.27^{+0.06}_{-0.06} \\ +0.054^{+0.036}_{-0.036} \end{cases}$	$\begin{cases} -0.25^{+0.09}_{-0.09} \\ -0.006^{+0.050}_{-0.050} \end{cases}$	$\begin{cases} -4 \leq \delta \leq -2 & \text{si spin 3} \\ +0.2 \leq \delta \leq +0.3 & \text{si spin 2} \\ +0.1 \leq \delta \leq +0.2 & \text{si spin 3} \end{cases}$	3^+
1858.9	1447.2 - 411.8	$+0.387^{+0.031}_{-0.031}$	$+0.056^{+0.043}_{-0.043}$	$-0.25 \leq \delta \leq -0.15$	2^+
1900.7	1489.6 - 411.8	$+0.40^{+0.04}_{-0.04}$	$+0.015^{+0.056}_{-0.056}$	$-0.30 \leq \delta \leq -0.15$	2^+
2360.6	$\begin{cases} 1312.2-(636.6)-411.8 \\ 1312.2 - 636.6 \end{cases}$	$\begin{cases} -0.066^{+0.024}_{-0.024} \\ -0.066^{+0.022}_{-0.022} \end{cases}$	$\begin{cases} +0.026^{+0.034}_{-0.034} \\ -0.03^{+0.03}_{-0.03} \end{cases}$	$\begin{cases} -0.12 \leq \delta \leq -0.06 & \text{si spin 3} \\ \delta \approx 0 & \text{si spin 5} \end{cases}$	3^+
2452.5	2040.8 - 411.8	$-0.215^{+0.024}_{-0.024}$	$-0.031^{+0.032}_{-0.032}$	$\begin{cases} -0.05 \leq \delta \leq -0.01 & \text{si spin 1} \\ -0.22 \leq \delta \leq -0.15 & \text{si spin 3} \end{cases}$	$1^+, 3^+$

TABLEAU VI - Résultats des mesures de corrélations angulaires. Les spins et parités du niveau initial ainsi que le rapport de mélange (Q/D) ont été déduits en accord avec les valeurs des C.C. α_K (tableau V). Le signe de δ est donné d'après la convention de phase adoptée par R. M. Steffen (Steffen 71).

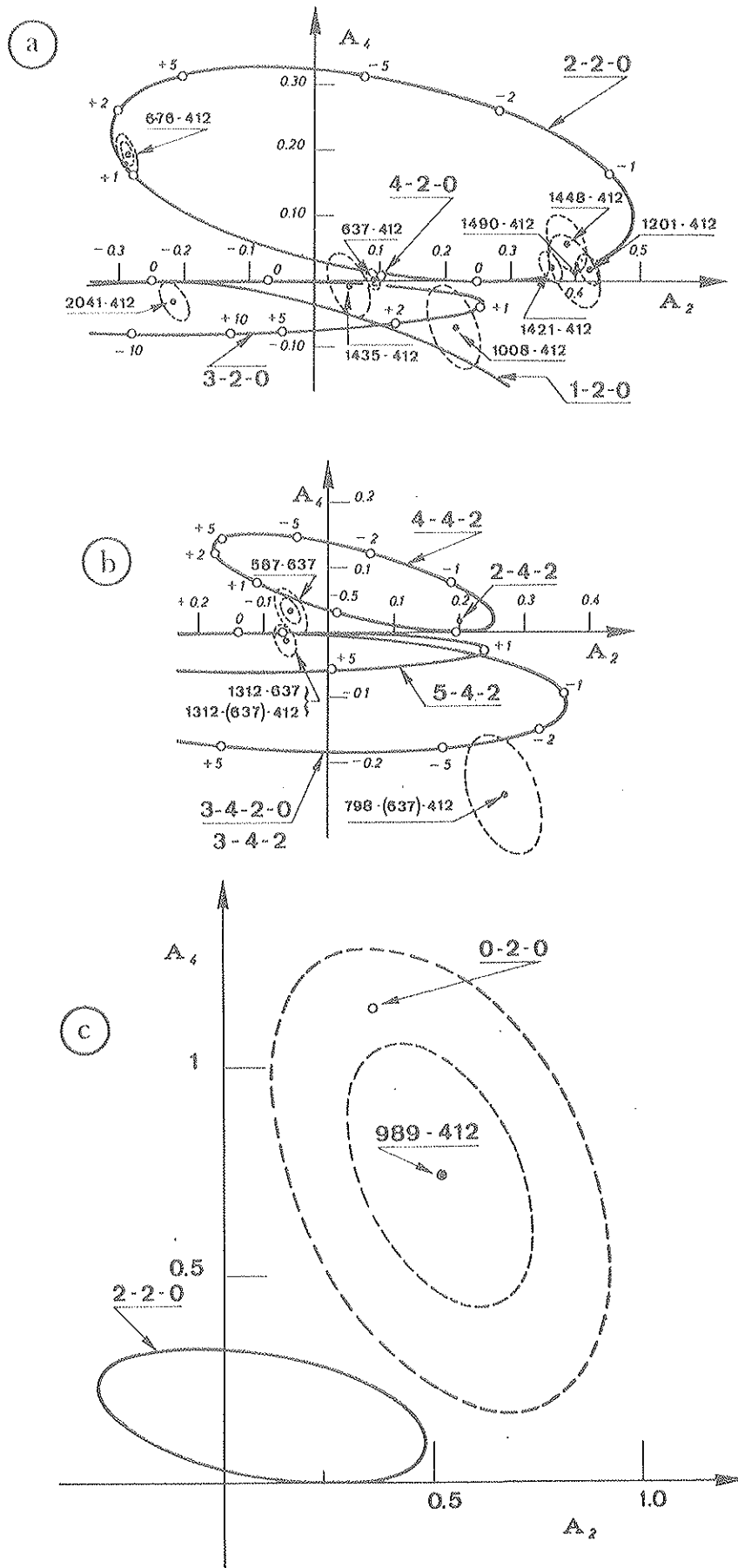


FIGURE II.10 - Analyse graphique des mesures de corrélations angulaires dans ¹⁹⁸Hg. Les ellipses théoriques (trait continu), les coefficients A_2 et A_4 mesurés et les ellipses d'erreur (en pointillés) sont portés sur les graphiques (a), (b), (c). Quelques valeurs particulières de $\delta(Q/D)$ sont reportées. La convention de phase est celle de R. M. Steffen (Stef. R 71). Dans trois cas, nous donnons également les ellipses de confiance correspondant à $P_{F=2}(\chi^2) = 0.2$

II. 3. 6 - Mesures de durées de vie

Nous avons utilisé pour les deux mesures suivantes, l'appareillage décrit dans le paragraphe I. 3. 3.

a) Niveau 1635, 6 keV (5^-)

Ce niveau est alimenté dans la décroissance du niveau métastable 7^+ par l'intermédiaire d'une transition E2 pure de 47, 8 keV et décroît ensuite vers le niveau 1048, 4 keV (4^+) par la transition de 587, 2 keV (E1 + M2). La raie γ de 47, 8 keV étant faible car presque entièrement convertie ($\alpha_T = 173$) nous avons dû faire des coïncidences [e_L^- (34, 4 keV) - γ (587, 2 keV)].

Pour détecter les électrons de basse énergie un scintillateur plastique mince de $\phi = 10 \text{ mm} \times \ell = 1 \text{ mm}$ a été utilisé et l'étalonnage en énergie a été réalisé à l'aide des électrons de conversion de 65 keV d'une source de ^{109}Cd . La figure II. 11 montre le spectre d'électrons de basse énergie de la source de ^{198}Tl , et la même gamme d'énergie après interposition d'un absorbant de polyéthylène de 0, 2 mm d'épaisseur entre la source et le détecteur. Ce dernier spectre permet de tenir compte d'un bruit de fond de coïncidences $\gamma - \gamma$ d'environ 1, 5% à l'endroit de la fenêtre de 34 keV.

Les raies γ de 587, 2 keV ont été détectées à l'aide d'un scintillateur plastique NATON 136 de $\phi = 5 \text{ cm} \times \ell = 5 \text{ cm}$.

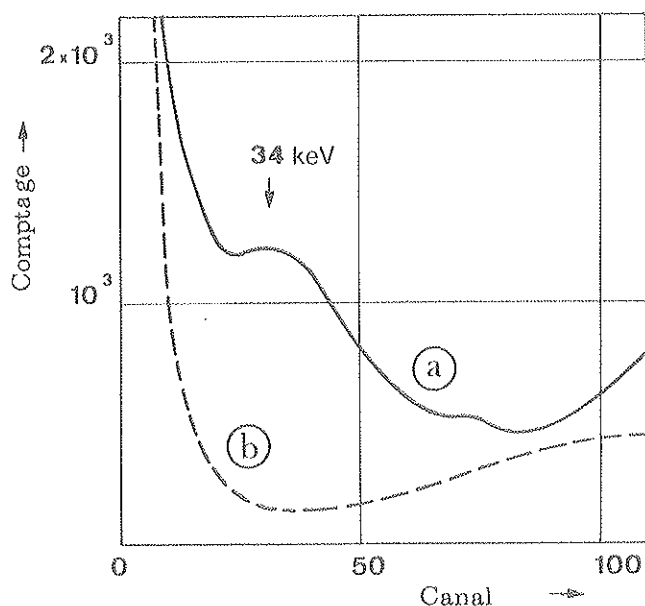


FIGURE II. 11

Spectres électrons de basse énergie du ^{198m}Tl détecté avec un scintillateur plastique mince (épaisseur = 1 mm.)

- (a) sans absorbant
- (b) avec absorbant de polyéthylène (épaisseur = 0, 2 mm.)

La source de référence donnant la courbe prompte était une source mince de ^{60}Co émettant un continuum β d'énergie maximum 310 keV en coïncidence avec les comptons des raies 1173, 5 keV et 1332, 3 keV qui, respectivement, alimentent et désexcitent le niveau 2_1^+ . La durée de vie globale ainsi mesurée est $< 1 \text{ ps}$. Cette source convient donc très bien pour une mesure par la méthode du déplacement du centre de gravité. Cependant, pour limiter au maximum les erreurs systématiques, les comptages sont faits en alternance et l'intensité de la source de ^{198}Tl est ajustée à celle de ^{60}Co à chaque changement de source.

Nous avons obtenu des courbes en temps (figure II. 12) qui, sur un ensemble de mesures cohérentes entre elles, permettent de tirer la durée de vie τ_{5^-} :

$$\tau_{5^-} = (89 \pm 15) \text{ ps.}$$

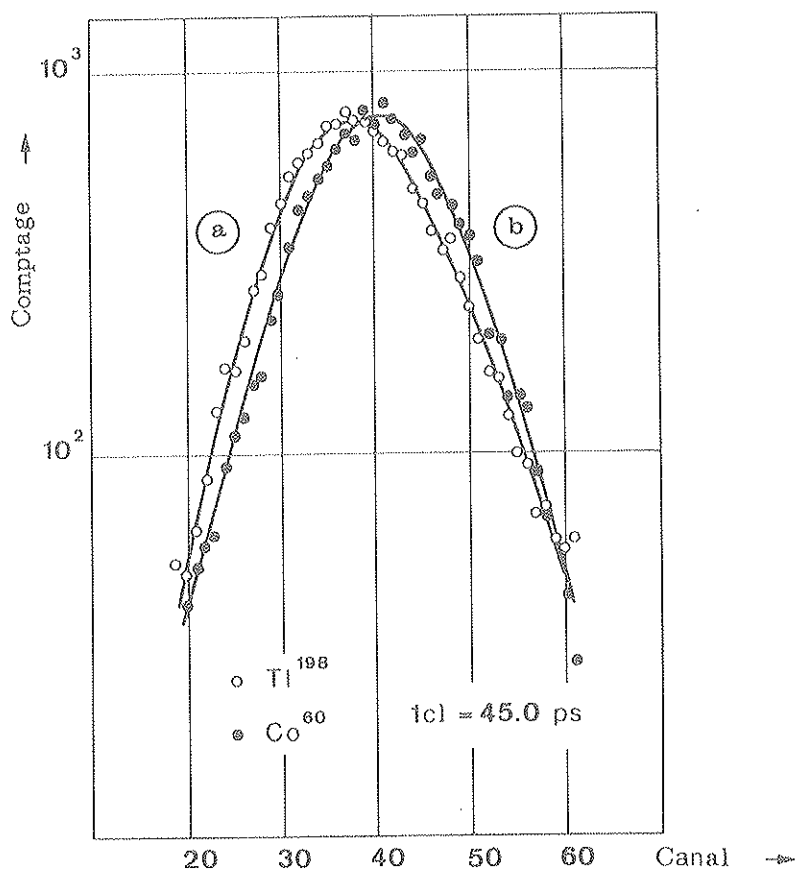


FIGURE II.12 - Mesure de la durée de vie du niveau 1635.6 keV (5^-). Courbe de corrélation entre les raies γ et les électrons de conversion L - 47.8 keV (a), comparée à la corrélation prompt β - γ d'une source de ^{60}Co (b).

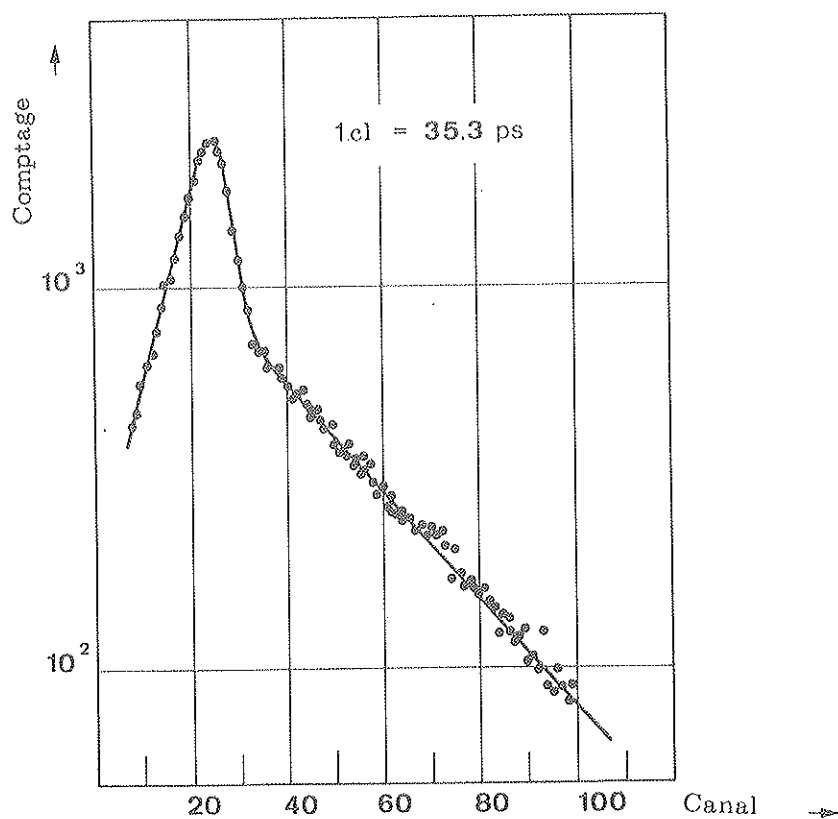


FIGURE II.13 - Mesure de la durée de vie du niveau 1683.4 keV (6^- , 7^-). Courbe de corrélation en temps entre les raies X et les raies γ de 587.2 keV.

b) Niveau 1683.4 keV (6^- , 7^-)

La durée de vie de ce niveau a été déterminée à partir de la pente de la courbe de corrélation en temps (figure II. 13) entre les raies X consécutives à la capture électronique alimentant ce niveau et les raies γ de 587.2 keV, la transition de 47.8 keV étant non observée. La détection a été réalisée à l'aide de scintillateurs NaI(Tl) de $\phi = 5\text{cm} \times \ell = 5\text{cm}$ pour les γ et de $\phi 37\text{mm} \times \ell = 4\text{mm}$ (métallisé) pour les X. La courbe prompte a été obtenue avec une source de ^{207}Bi émettant des raies X de 70 keV et des raies γ de 570 keV, donc dans des conditions énergétiques comparables.

La durée de vie τ_{5^-} du niveau intermédiaire étant très inférieure à celle mesurée, la durée de vie mesurée τ_{mes} peut être corrigée au premier ordre ; la méthode de la pente donne le résultat suivant, en bon accord avec des travaux récents (Dul G 70, Pak A 70) :

$$\tau_{\text{mes}} = \tau_{(6^-, 7^-)} + \tau_{5^-} = (10.7 \pm 0.5) \text{ ns}$$

d'où l'on tire :

$$\tau_{(6^-, 7^-)} = (10.6 \pm 0.5) \text{ ns}$$

II. 3. 7 - Schéma de niveaux

Le schéma que nous proposons (figure II. 14) comprend 45 niveaux excités et 130 raies γ dont le placement a été effectué à l'aide des mesures de coïncidence. La précision sur l'énergie des niveaux est donnée en tenant compte de la précision sur chaque raie intervenant dans la règle des sommes. Notons que 17 raies γ n'ont pu être placées dans ce schéma et que 4 raies ont été placées deux fois.

Nous ferons quelques commentaires sur les niveaux pour lesquels notre travail apporte des informations complémentaires.

Niveau 1048.4 keV, 4^+ : Le spin et la parité (4^+) de ce niveau ont été attribués par M. Sakai et al. (Sak M 64) mais ils n'ont jamais été confirmés sans ambiguïté. Notre mesure de corrélation angulaire comparée aux valeurs expérimentales du coefficient de conversion α_K de la transition 636.6 keV (ce travail) et (Pet R 68) exclut toute autre possibilité que $I^\pi = 4^+$. Ce résultat est en bon accord avec la valeur du log ft de la capture électronique alimentant ce niveau.

Niveau 1401.4 keV, 0^+ : Ce niveau a été proposé par Pakkanen et Walters comme étant le niveau initial de la cascade (989.3 - 411.8) keV. (Pak A 70). La raie γ de 989.3 keV pouvait également être placée entre les niveaux 2602.3 keV et 1612.7 keV. Pour trancher entre ces deux placements possibles nous avons réalisé une mesure de coïncidence Ge(Li) - Ge(Li) entre la raie 989.3 keV et la raie 1200.7 keV désexcitant le niveau 1612.7 keV. La figure II. 15 montre que la raie 989.3 keV n'est pas en coïncidence avec la raie 1200.7 keV. La valeur numérique du rapport suivant :

$$\frac{[I_\gamma(989.3 \text{ keV})/I_\gamma(411.8 \text{ keV})]_{\text{en coïnc. avec 1200.7 keV}}}{[I_\gamma(989.3 \text{ keV})/I_\gamma(411.8 \text{ keV})]_{\text{spectre direct}}} = 0.2 \pm 0.3$$

calculé à partir des intensités du spectre de coïncidence (figure II. 15) et du spectre direct confirme ce résultat.

Les coefficients de corrélation angulaire (voir figure II. 10 c, et tableau VI) sont compatibles avec une séquence de spin $0 - 2 - 0$ avec une probabilité $P_{F=2}^{(2)} = 0.45$ alors que dans le cas d'une séquence $2 - 2 - 0$, cette probabilité est de 0.15 seulement. Ce résultat est



FIGURE II.14 - Schéma de désintégration de $^{198\text{m}}\text{Tl}$ et ^{198}Tl . Les énergies des raies sont données en keV et les intensités γ pour 100 désintégrations du niveau parent sont données au-dessus des flèches. Les intensités suivies par m sont relatives à la décroissance de $^{198\text{m}}\text{Tl}$. Les intensités des raies 411.8 keV et 636.6 keV alimentées par les deux décroissances, sont celles de la décroissance de ^{198}Tl . L'intensité de la transition $^{198\text{m}}\text{Tl}$ C.E. + β^+ ^{198}Tl a été estimée en supposant (C.E. + β^+) $2^- \rightarrow 2_1^+ / \text{C.E.} + \beta^+ 2^- \rightarrow 0_1^+$ identique à celui de ^{200}Hg (réf placées deux fois dans le schéma n'entrent pas dans le bilan d'intensité ou elles sont suivies par *. Le spin et la parité des niveaux 1909.2 keV et 2125.1 keV sont pris dans la réf.

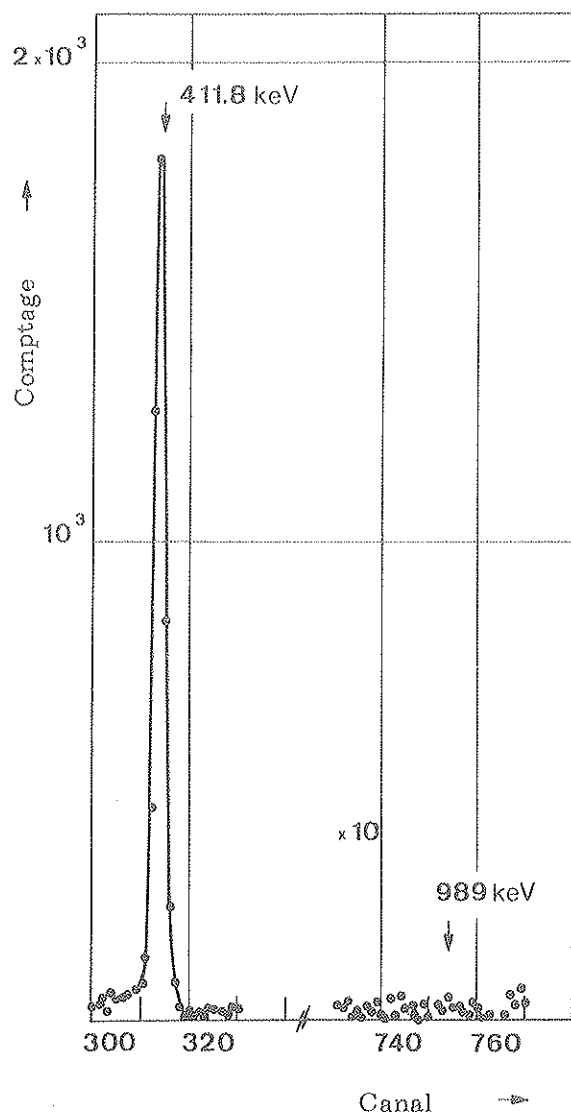


FIGURE 11.15

Spectre gamma (Ge-Li) dans la région 900-1100 keV relevé en coïncidence avec la raie gamma 1200 keV [Ge(Li)]. Nous avons soustrait les coïncidences dues aux événements Compton sous le pic 1200 keV

corroboré par une mesure récente du groupe finlandais (Pak A 71). La séquence $2 - 2 - 0$ peut être définitivement exclue en raison du caractère $E0$ ($\alpha_K > 10$) de la raie électron d'énergie $(1401.7 \pm 0.8) \text{ keV}$ (tableau V) dont l'intensité est 0.012 ± 0.002 . Le coefficient de conversion interne de la transition 989.3 keV est en accord avec un caractère de type $E2$, en conséquence le spin et la parité de ce niveau sont 0^+ .

Niveau 1419.4 keV ($1, 2, 3^+$) : Les mesures de corrélation angulaire conduisent à $I = 1, 2$ ou 3 avec des paramètres de mélange $\delta(1007.6 \text{ keV})$ assez faibles ; le coefficient de conversion $\alpha_K(1007.6 \text{ keV})$ favorise plutôt le caractère $M1$ pour cette transition. En raison de la très forte raie $\gamma(1832.2 \rightarrow 411.8) \text{ keV}$, une éventuelle transition $(1419.4 \rightarrow 0) \text{ keV}$ n'a pu être observée.

Niveau 1612.7 keV , 2^+ : La mesure de corrélation angulaire conduit à $I = 2$ et l'existence de la transition vers le fondamental implique une parité positive.

Niveau 1635.6 keV , 5^- : Notre mesure de corrélation angulaire est compatible avec :

- une séquence $3 - 4 - 2$ si le paramètre de mélange $\delta(Q/D)$ de la transition 587.2 keV est de l'ordre de ~ 0.1
- Une séquence $4 - 4 - 2$ si $+0.7 < \delta(Q/D) < +0.8$
- Une séquence $5 - 4 - 2$ si $+1.7 \cdot 10^{-2} < \delta(Q/D) < +2.3 \cdot 10^{-3}$

La valeur du coefficient de conversion de la raie 587.2 keV (tableau V) exclut les deux premières séquences, et conduit à attribuer $I^\pi = 5^-$.

Niveau 1683.4 keV, $(6, 7)^-$: Le caractère E2 de la transition de 47.8 keV (Jun B 60), notre valeur expérimentale du coefficient de conversion α_L (tableau V) et la valeur du $\log ft$ (6, 5) de la transition $(e + \beta^+) 2^- \rightarrow$ niveau 1683.4 keV conduisent à $I^\pi = 6^-$ ou 7^- .

Niveau 1832.8 keV, 2^+ : Les mesures de corrélation angulaire (cascade 1420.7 - 411.8) keV et du coefficient de conversion α_K (1420.7 keV) concordent pour attribuer $I^\pi = 2^+$, la transition de 1420.7 keV ayant un caractère M1 presque pur.

Niveau 1846.8 keV, 3^+ : Les deux mesures de corrélation angulaire mises en jeu avec ce niveau et la valeur du coefficient α_K (1435.5 keV) conduisent à $I^\pi = 3^+$.

Niveaux 1858.9 et 1900.7 keV, 2^+ : Nos mesures de corrélation angulaire et l'existence de transitions vers le niveau fondamental impliquent $I^\pi = 2^+$ pour ces deux niveaux. Ils se désexcitent essentiellement par les transitions 1447.2 et 1489.6 keV de nature M1 presque pure vers le niveau 2_1^+ à 411.8 keV.

Niveau 2360.6 keV, 3^+ : Les deux mesures de corrélation angulaire conduisent à attribuer au spin de ce niveau la valeur 3 ou 5 ; la transition 1312.2 keV a un caractère M1 presque pur en accord avec la valeur obtenue pour le coefficient de conversion α_K . La valeur du $\log ft$ correspondant à ce niveau (5.9) et l'existence de raies γ vers des niveaux 2^+ conduisent à $I^\pi = 3^+$.

Niveau 2452.5 keV, $(1, 3)^+$: Notre mesure de corrélation angulaire est compatible avec $I = 1$ ou $I = 3$ et la valeur du coefficient α_K (2040.8 keV) ≈ 0.22 de la transition vers le niveau 2_1^+ implique une parité positive pour ce niveau.

Les niveaux 2465.4, 2487.0, 2565.4, 2602.7, 2732.5, 2783.8, 2827, 2846.6, 2957, 3025, 3129 et 3166 keV ont été créés en raison de l'existence d'au moins deux transitions, l'une vers le fondamental, l'autre vers le niveau 411.8 keV. De plus pour les 4 derniers niveaux 2957, 3025, 3129 et 3166 keV, les raies correspondant à la transition directe ont une énergie supérieure à la différence $Q_{CE}(2^-) - 411.8 \text{ keV} = 2938 \text{ keV}$, elles ne peuvent donc pas être placées ailleurs dans le schéma.

Les spins et parités des niveaux d'énergie supérieure à 2450 keV ont été attribués à l'aide des $\log ft$ et en supposant que les transitions qui désexcitent ces niveaux sont de nature M1 ou E2. Les spins et parités déterminés de cette façon sont indiqués entre parenthèses sur le schéma.

Nos résultats sont en excellent accord tant en ce qui concerne la décroissance de ^{198m}Tl que celle de ^{198f}Tl avec les travaux postérieurs à notre étude de G. H. Dulfer et al. (Dul G 70) et ceux du groupe finlandais (Pak A 71).

II. 3. 8 - Probabilités de transition

La transition de 47.8 keV (1683.4 \rightarrow 1635.6) étant de caractère E2 pur (Jun B 60), son coefficient de conversion total théorique est égal à 173 d'après les tables de Sliv et Band (Led C 67). Nous pouvons donc déduire à partir de la durée de vie du niveau 1683.4 keV

$$B(E2; 6^-, 7^- \rightarrow 5^-) = 1780 \pm 100 e^2 \text{fm}^4$$

Cette probabilité réduite de transition correspond à (26 ± 2) U. W., valeur traduisant une accélération comparable à celle de la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, pour laquelle

$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = (29 \pm 2) \text{ u. W.}$ La durée de vie $\tau = (89 \pm 15) \text{ ps}$ du niveau 5^- à 1635.6 keV et le rapport de mélange δ (M2/E1) déterminé à partir de notre mesure de corrélation angulaire permettent de donner les probabilités réduites suivantes pour la transition $5^- \rightarrow 4^+$ de 587.2 keV :

$$B(E1; 5^- \rightarrow 4^+) = (3.5 \pm 0.6) 10^{-5} e^2 \text{ fm}^2$$

$$B(M2; 5^- \rightarrow 4^+) = (4.7 \pm 2.2) 10^{-2} \mu_N^2 \text{ fm}^2$$

qui correspondent à $(1.6 \pm 0.3) 10^{-5} \text{ u. W.}$ et $(0.8 \pm 0.4) 10^{-3} \text{ u. W.}$

De plus nous avons déterminé expérimentalement le rapport de branchement suivant :

$$\mu_K = I_K(0_2^+ \rightarrow 0_1^+) / I_\gamma(0_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 1.2 \cdot 10^{-2}$$

$I_K(0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ est l'intensité de la raie de conversion K de la transition 1401.7 keV ; $I_\gamma(0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ est l'intensité de la raie γ de 989.3 keV.

Le rapport μ_K est relié au paramètre de transition monopolaire ρ par la relation suivante :

$$\mu_K = \rho^2 \Omega_K \tau$$

Ω_K est un facteur électronique que nous avons défini au paragraphe I.3.2 et τ est la durée de vie du niveau 0_2^+ . τ n'étant pas connue, nous supposons applicable la règle du modèle vibrationnel pur suivant laquelle (Sch G 55) :

$$\frac{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} = 2$$

qui, sachant que $\tau_{2_1^+} = 32 \text{ ps}$ et en supposant que le niveau 1401.7 keV est le 2ème niveau 0^+ , conduit à :

$$\tau_{0_2^+} = \frac{1}{2} \tau_{2_1^+} \left(\frac{411.8}{989.3} \right)^5 = 0.2 \text{ ps}$$

En prenant $\Omega_K = 0.6 \cdot 10^{12}$ dans les tables de D.A. Bell et al. (Bel DA 70) on obtient $\rho^2 \approx 0.1$. Cette valeur est comparable à celle obtenue par M. Sakai pour la transition $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ à partir d'une mesure de corrélation angulaire $e^- - \gamma$ (Sak M 64). Cette valeur traduit un état à 2 quasiparticules à tendance collective, nous serons cependant prudent pour tirer trop rapidement des conclusions sur la nature de cet état compte-tenu des hypothèses faites.

II.4 - NIVEAUX EXCITES DU NOYAU ^{196}Hg

II.4.1 - Introduction

Dans le cadre de notre recherche systématique des niveaux 0^+ dans les isotopes de mercure, nous avons entrepris l'étude de la décroissance $^{196\text{f}}\text{Tl} \rightarrow ^{196}\text{Hg}$.

Les premiers travaux sur l'isotope ^{196}Hg ont été effectués par B. Jung et G. Anderson (Jun B 60) à partir de la décroissance du ^{196}Pb de période 37 minutes et de la décroissance du $^{196\text{m}}\text{Tl}$ de période 1.4 heure, puis par R.F. Petry et al. (Pet R 68). Ces travaux ont donné un schéma de décroissance comportant seulement quelques niveaux et ont montré que la transition isomérique $^{196\text{m}}\text{Tl}(1.4 \text{ h.}) \rightarrow ^{196\text{f}}\text{Tl}(1.8 \text{ h.})$ était très faible ($\approx 4\%$).

Dans ces conditions, comme la réaction $^{197}\text{Au}(\alpha \text{ } 56 \text{ MeV}, 5 \text{ n}) ^{196}\text{Tl}$ produit essentiellement le noyau $^{196\text{m}}\text{Tl}(I^\pi = 7^+)$ en raison du moment angulaire important transféré par la particule α , les niveaux de bas spin dans ^{196}Hg sont très peu alimentés et nous avons dû envisager un autre mode de production

II.4.2 - Production de la source

L'étude de la décroissance $^{196\text{f}}\text{Tl} \rightarrow ^{196}\text{Hg}$ a été effectuée sur des sources séparées isotopiquement par ISOLDE. Les protons accélérés à 600 MeV par le synchrocyclotron du CERN irradièrent ($\sim 10^{11}$ p/s) une cible d'oxyde de thorium mise au point par O. B. Nielsen et al. (Nic O 72). Cette cible était chauffée vers 1900°C , elle était en même temps la source du séparateur d'isotopes en ligne (ISOLDE) ; les activités produites par réaction de spallation sur le thorium étaient séparées isotopiquement et recueillies sur une feuille mince d'aluminium. La source avait des dimensions d'un rectangle d'environ $2 \times 3 \text{ mm}^2$, elle était utilisée directement pour les mesures de spectres γ et électrons. Le temps de collection était d'environ 45 minutes pour chaque échantillon mesuré. L'étude en décroissance des spectres γ a révélé que la source donnait à la fois les éléments Tl et Pb. Dans notre cas l'activité due au ^{196}Pb de période 37 minutes était favorable puisque par filiation elle augmentait l'activité de ^{196}Tl .

Ces mesures ont été réalisées au cours des essais de la source d'oxyde de thorium, qui permettra de donner des activités très importantes après la modification du synchrocyclotron.

Il faut également noter que le rapport isomérique de production σ_m/σ_f est égal à environ 0,1 pour les isotopes $^{196\text{f}}\text{Tl}$ et $^{196\text{m}}\text{Tl}$, ce qui est particulièrement favorable lorsqu'on veut étudier la décroissance du niveau fondamental 2^- .

II.4.3 - Mesure des spectres directs γ et électrons

Les spectres γ et électrons ont été mesurés simultanément avec les détecteurs décrits dans le chapitre I. Le spectre γ a été étudié en décroissance de façon à contrôler l'appartenance de chacune des raies intenses. Les résultats de cette mesure ont en outre permis d'identifier les raies γ dues à la décroissance du ^{196}Pb de période 37 minutes. Dans cette mesure le spectre γ a été analysé de 0 à 2,3 MeV, il est représenté sur la figure II.16. Au tableau VII nous donnons les énergies et les intensités des raies mesurées ainsi que leur placement dans le schéma.

La figure II.17 représente le spectre des électrons de conversion dans la région K - 425,7 keV à K - 635,2 keV. La résolution en énergie de la chaîne de détection étant très bonne (environ 2 keV) nous avons pu contrôler la provenance des raies en déterminant la différence des énergies γ et électrons K. Cette méthode a été particulièrement fructueuse pour les transitions faibles de basse énergie dont l'étude en décroissance n'avait pas été possible.

Pour déterminer les coefficients de conversion nous avons utilisé le multipolemètre du groupe français ISOLDE. Cet ensemble de spectrométrie comportait une chambre à vide avec le détecteur Si(Li) décrit au paragraphe I.1.3, et un détecteur Ge(Li) coaxial de 30 cm^3 de volume dont la résolution en énergie était de 2,5 keV à 1332,5 keV.

Les coefficients de conversion ont été obtenus à l'aide de la formule suivante :

$$\alpha_K = a(E) \frac{I_c}{I_\gamma}$$

I_c est l'intensité de la raie de conversion K d'une transition d'énergie E donnant une raie γ d'intensité I_γ ; $a(E)$ est une fonction de l'énergie que nous avons déterminée expérimentalement. Pour cela nous avons mesuré avec la même géométrie, les transitions intenses de la décroissance $^{198\text{f}}\text{Tl} \rightarrow ^{198}\text{Hg}$, dont nous avons déterminé les multipolarités (cf. paragraphe II.3).

E (keV)	I _γ ^{rel.}	Spécification de la transition	E (keV)	I _γ ^{rel.}	Spécification de la transition
329.6 (0.5)	0.34	1390.5 → 1060.9	1036.2	2.7	1036.2 → 0
354.5 (0.5)	1.3	1390.5 → 1036.2	1064.9	0.32	2455 → 1390
425.7 (0.2)	87.2	425.7 → 0	1136.5	0.27	2455 → 1319.2
532.7 (0.5)	0.12	958.4 → 425.7 2455 → 1921.5	1262.1	0.83	2653.4 → 1390.5
610.5 (0.5)	12.4	1036.2 → 425.7	1350.0 (0.5)	1.2	1775.5 → 425.7
635.2 (0.5)	10.2	1060.9 → 425.7	1389.0 (0.5)	2.6	1814.8 → 425.7
695.3 (0.5)	(6.3) _m	1756.2 → 1060.9	1418.6	0.72	1844.5 → 425.7 2455 → 1036.2
713.6	1.3	1775.5 → 1060.9	1434.2	1.5	2495 → 1060.9
723.4	(0.43) _m	1784.3 → 1060.9	1495.8 (0.5)	8.5	1921.5 → 425.7
738.7 (0.7)	0.39	1775.5 → 1036.2	1553.0 (0.7)	5.0	1978.8 → 425.7
754.0 (0.5)	1.5	1814.8 → 1060.9	1586.7 (1.0)	2.4	2012 → 425.7
778.4 (0.5)	1.2	1814.8 → 1036.2	1775.5 (1.0)	2.9	1775.5 → 0
808.9 (0.5)	0.58	1844.5 → 1036.2 2653.4 → 1844.5	1844.9	2.0	1844.5 → 0
861.0	0.46	1921.5 → 1060.9	1979	0.81	1978.8 → 0
885 (1)	0.18	1921.5 → 1036.2	2011.3	3.9	2012 → 0
893.2	0.26	1319.2 → 425.7	2029.1	1.6	2455 → 425.7
957.2	0.24	958.4 → 0	2102.1	1.2	3163.8 → 1060.9
964.6	3.7	1390.5 → 425.7	2127.8	2.9	3163.8 → 1036.2
976.1	0.44	2012 → 1036.2	2227.7	1.3	2653.4 → 425.7

TABEAU VII - Energies (en keV) et intensités relatives des raies γ observées dans les décroissances. $^{196m}\text{Tl} \xrightarrow{1.4 \text{ h.}} ^{196}\text{Hg}$ et $^{196f}\text{Tl} \xrightarrow{1.9 \text{ h.}} ^{196}\text{Hg}$. L'erreur sur les énergies est donnée entre parenthèses. La précision sur les intensités est d'environ 10 % à 15 % suivant l'intensité des raies. Les intensités sont normalisées par rapport à la raie 425.7 keV dont l'intensité représente 87.2 % des désintégrations de ^{196f}Tl , dans le cadre de notre schéma préliminaire. Les raies dont l'intensité est notée m proviennent de la décroissance de ^{196m}Tl . Seul le rapport de leurs intensités a un sens.

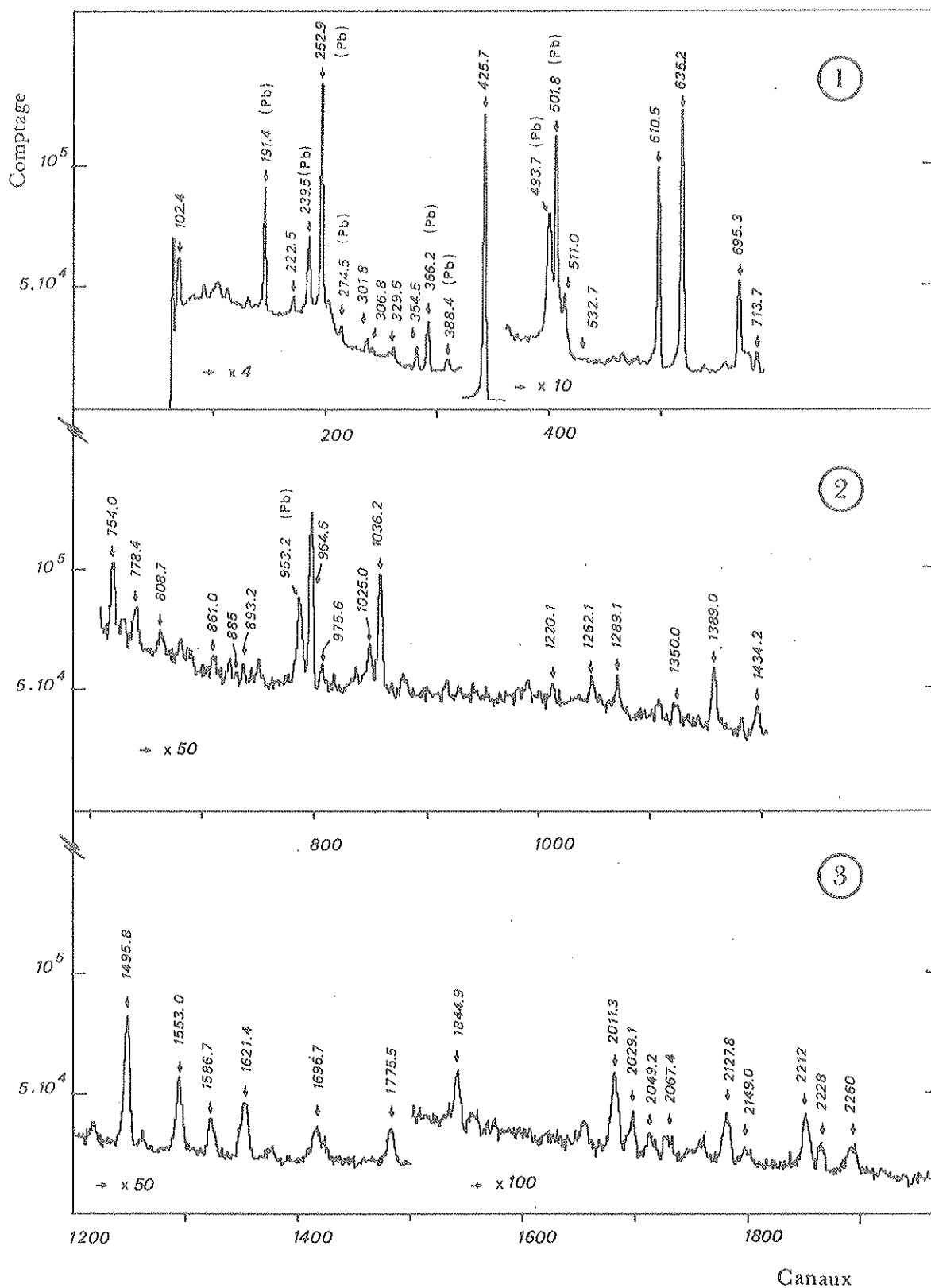


FIGURE 11.16 - Spectre gamma de la décroissance $^{196}\text{Tl} \rightarrow ^{196}\text{Hg}$ relevé avec un détecteur Ge(Li) de 30 cm^3 . Les figures (1), (2) et (3) correspondent à une gamme d'analyse allant de 0,1 MeV à 2,3 MeV.

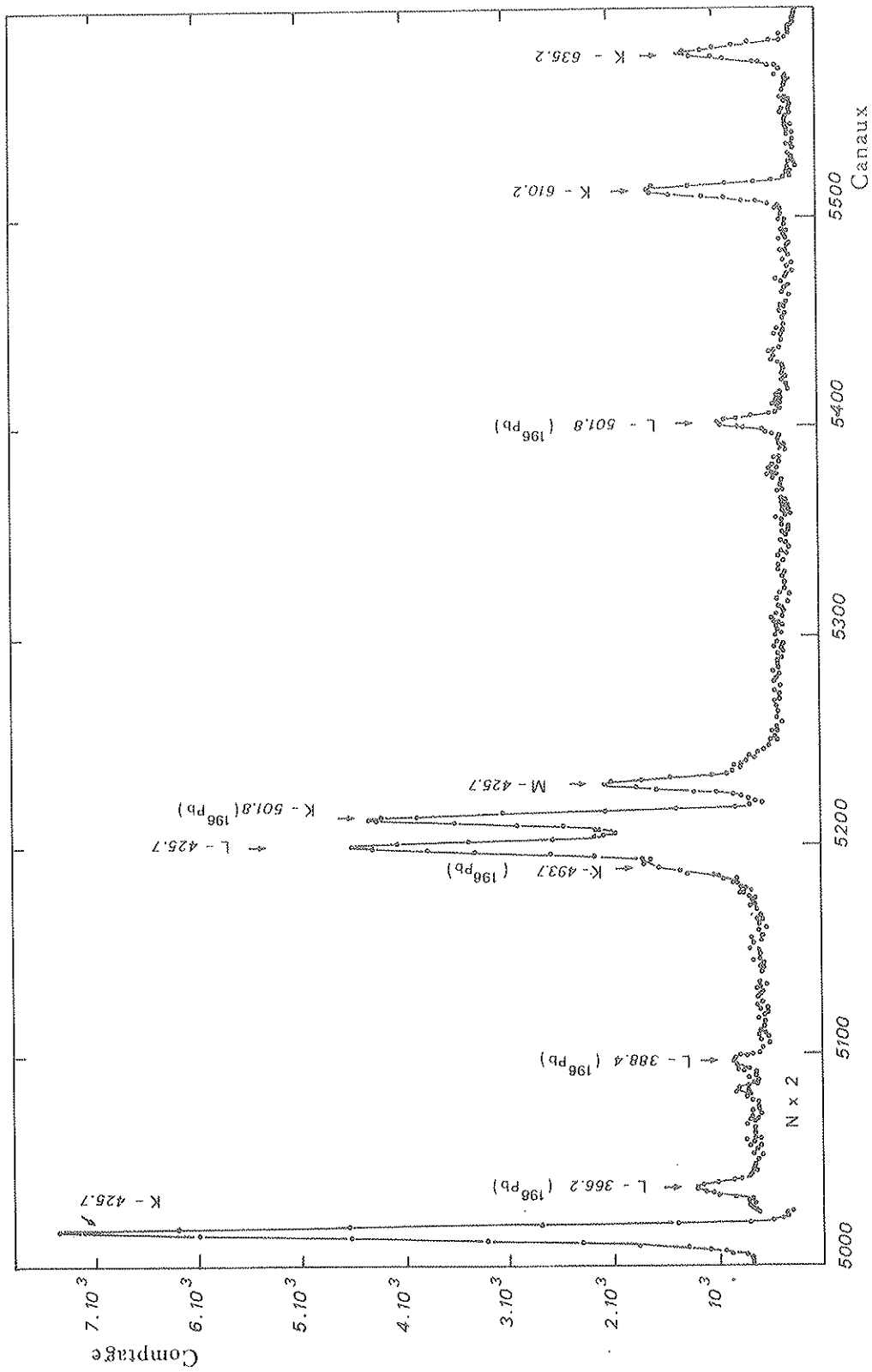


FIGURE II.17 - Spectre des électrons de conversion interne de la décroissance $^{196}\text{Tl} \rightarrow ^{196}\text{Hg}$, relevé avec un détecteur Si(Li). La figure représente le domaine d'énergie 330 keV à 580 keV.

Le coefficient $a(E)$ a permis de faire simultanément la correction d'efficacité de détection des rayonnements γ et de tenir compte du fait que les intensités des raies d'électrons à basse énergie étaient probablement sous-estimées à cause de la dispersion en énergie. D'autre part nous avons contrôlé la reproductibilité du positionnement des sources par la valeur théorique de $\alpha_K(427.7 \text{ keV}, E 2) = 2.7 \cdot 10^{-2}$ qui a été choisie comme référence en raison du caractère E 2 pur de la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ (Jun B 60), (Pet R 68).

Au tableau VIII nous donnons les valeurs mesurées des coefficients de conversion pour quelques raies et nous en déduisons les multipolarités des transitions correspondantes.

Energie γ (keV)	I_γ	I_{e^-}	$\alpha_{\text{exp}} \times 10^2$	$\alpha_{\text{th}} \times 10^2$		Nature de la transition	$\delta^2(Q/D)$
				M1	E2		
425.7	$3513 \cdot 10^3$	36600	2.7 (norme)	11	2.7	E 2	∞
610.5	$282 \cdot 10^3$	5130	2.8 ± 0.5	4.6	1.3	M1+E2	1.2 ± 0.9 -0.5
635.2	$384 \cdot 10^3$	3160 ± 70	1.2 ± 0.2	4.2	1.2	E 2	∞
695.3	$145 \cdot 10^3$	400 ± 100	0.34 ± 0.09	0.36^*	11^*	E1(+M2)	$\delta^2 < 0.01$
754.0	$22 \cdot 10^3$	170 ± 40	0.8 ± 0.3	2.6	0.8	E2(+M1)	$\delta^2 \geq 5$
893.5	3200 ± 800	57 ± 31	1.4 ± 0.8	1.7	0.6	M1, E2	
964.6	62800	540 ± 40	0.66 ± 0.15	1.35	0.51	M1, E2	
1319.2	≤ 500	55 ± 17	≥ 6	0.12^*	1.6^*	E 0	
1389.0	27400	268 ± 25	0.75	0.54	0.26	M 1	0
1434.2	12300	148 ± 21	0.92	0.51	0.25	(M1)	
1495.8	62300	325 ± 25	0.40	0.45	0.22	M1 + E2	

TABLEAU VIII - Coefficient de conversion interne (C.C.) dans la couche K. La précision expérimentale est d'environ 30% lorsqu'elle n'est pas indiquée. Dans la dernière et l'avant dernière colonne nous déduisons le paramètre de mélange et les multipolarités de chaque transition (les valeurs théoriques notées avec * correspondent à $\alpha_K(E 1)$ et $\alpha_K(M 2)$).

II. 4. 4 - Schéma de niveaux

Le schéma de niveaux que nous proposons a un caractère préliminaire, des mesures complémentaires de coïncidence $\gamma - \gamma$ en particulier permettront de l'établir avec plus de rigueur et de le compléter.

Nous avons placé 28 raies en utilisant la règle des sommes dans un schéma comprenant 19 niveaux excités. Pour l'établir, nous avons également tenu compte de la consistance interne entre les valeurs de $\log ft$, les rapports de branchement ($e + \beta^+$), les spins et les coefficients de conversion α_K . Nous donnons ci-après la liste des raies γ d'intensité supérieure à 1 (exprimée pour 100 désintégrations de ^{196}Tl) qui n'ont pas pu être placées dans le schéma (les intensités sont données entre parenthèses).

705.0 (1.4) ; 1025.0 (0.9) ; 1289.1 (1.2) ; 1621.4 (5.1)
1696.7 (3.1) ; 2049.2 (1.2) ; 2149.0 (1.0) ; 2212.0 (3.5)
2392.7 (1.8)

La figure II.18 représente le spectre des rayons X émis à la suite des désintégrations par capture électronique. A partir de l'intensité de la raie $K_{\beta'1}$ (Hg) et en utilisant les intensités relatives des raies X ainsi que le rendement de fluorescence donnés par C. M. Lederer et al., nous pouvons calculer la somme des captures électroniques (Led C 66).

En faisant le bilan des transitions alimentant et désexcitant chaque niveau, nous calculons l'alimentation $(e + \beta^+)$ correspondante.

En adoptant les valeurs théoriques des rapports e_K/β^+ et e_K/e_L des transitions non-unique une fois interdite par la parité, nous pouvons calculer l'alimentation β^+ et par capture sur chaque niveau.

L'intensité β^+ n'ayant pas été mesurée, nous donnons dans le schéma, seulement les log ft relatifs à la capture électronique (figure II.19).

Par ailleurs en comparant l'alimentation totale $(e + \beta^+)$ à la somme des intensités des raies γ arrivant sur le niveau fondamental de ^{196}Hg nous pouvons déduire que l'intensité du branchement $(e + \beta^+)_0$ vers le fondamental est inférieure ou égale à 5 %.

Dans la suite, nous faisons quelques commentaires sur les premiers niveaux excités et examinons plus particulièrement ceux que nous avons créés.

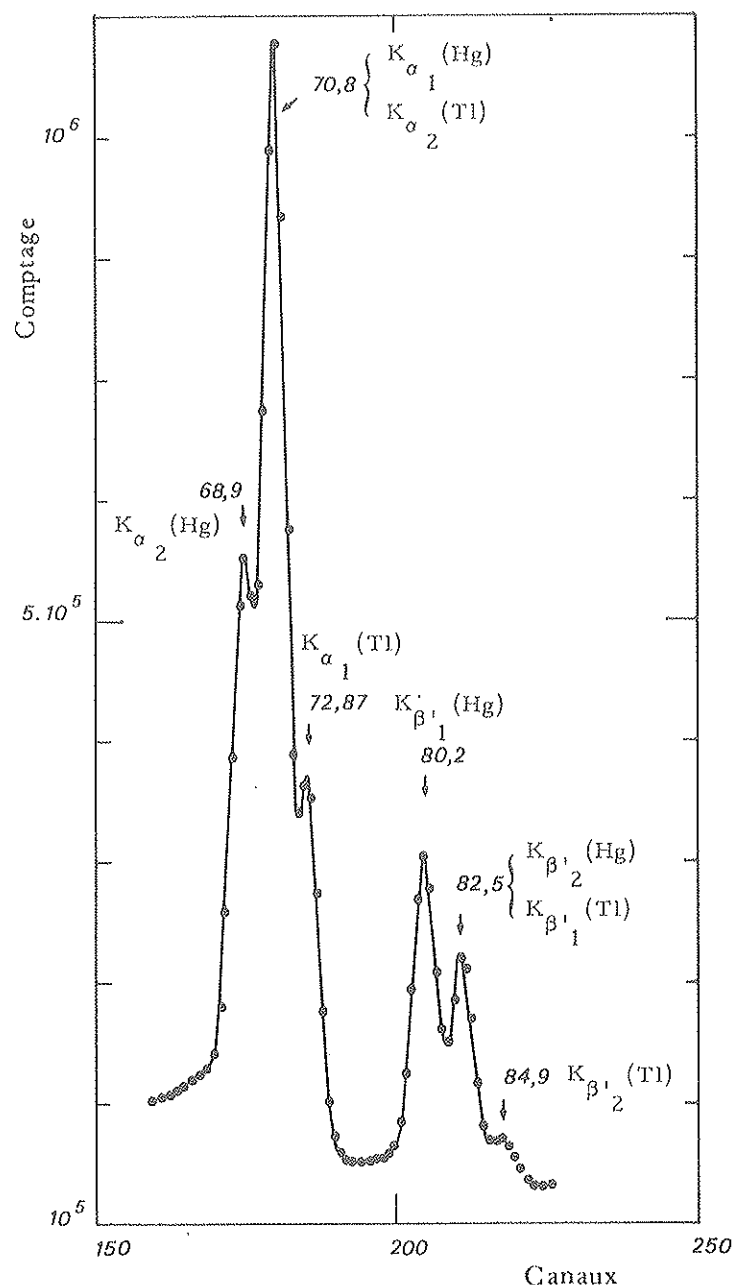


FIGURE II.18

Spectre des raies X observées dans la décroissance $^{196}\text{Tl} \rightarrow ^{196}\text{Hg}$. L'intensité de la raie $K_{\beta'1}$ (Hg) a été utilisée pour calculer le nombre de désintégrations se produisant par capture électronique (e).

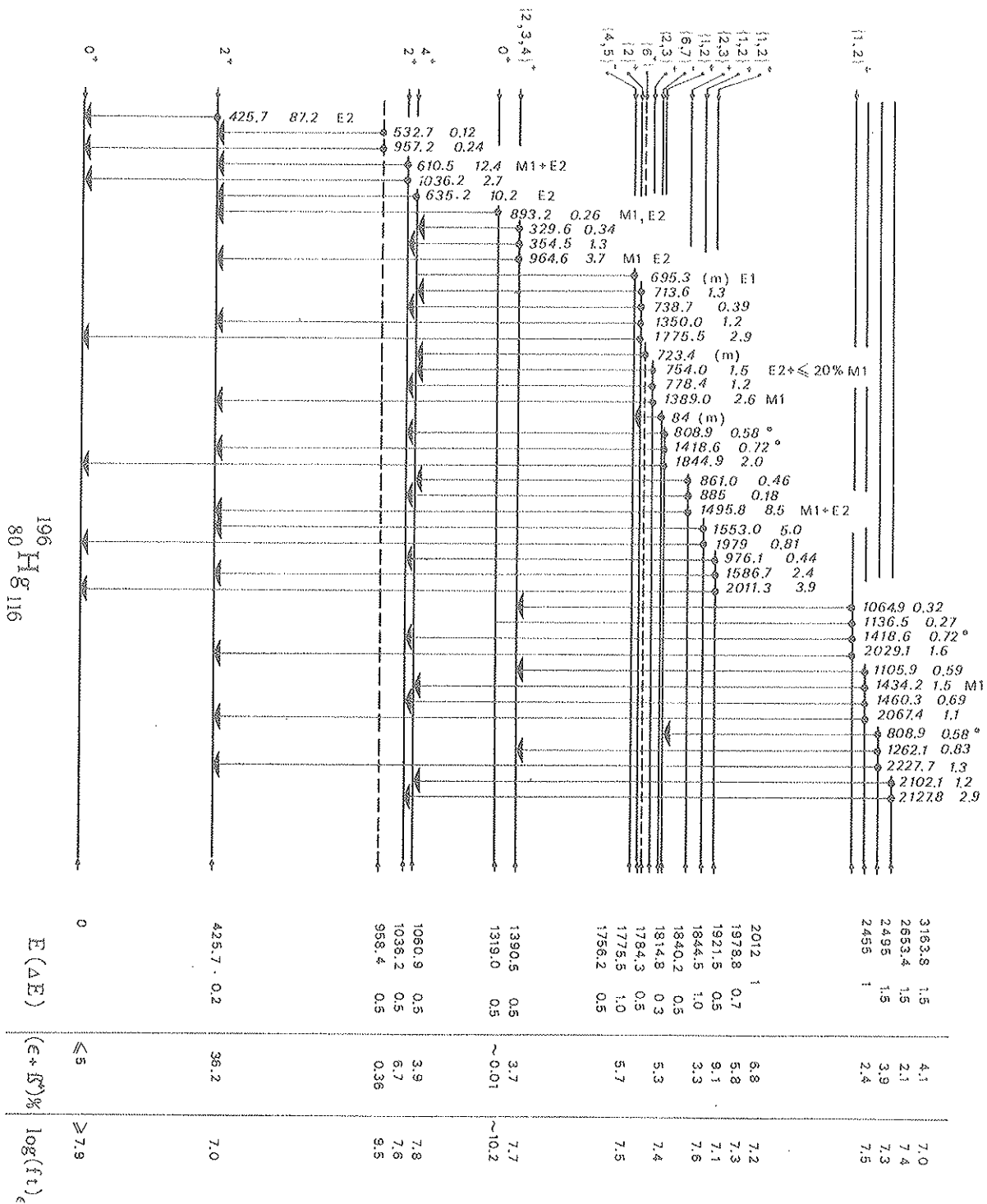


FIGURE II.19 - Schéma de la décroissance $^{196}\text{Tl} \rightarrow ^{196}\text{Hg}$ de période 1.8 heure. Sur les flèches sont données les énergies en keV et les intensités pour 100 désintégrations du noyau père de spin 2⁺ des différentes raies gamma. Les raies notées (m) proviennent de la décroissance du niveau isomère 7⁺ de période 1.4 heure. Les raies notées * sont placées deux fois dans le schéma, leur intensité a été prise en compte uniquement pour le calcul du bilan sur le niveau 1844.5 keV.

Niveau (425.7 ± 0.2) keV : L'énergie de ce premier niveau 2^+ a pu être mesurée à 0.2 keV près grâce à l'étalonnage de notre chaîne de spectrométrie γ avec une source de ^{198}Tl donnant la raie étalon de 411.795 keV. Notre mesure est en bon accord avec les mesures antérieures donnant respectivement 425.8 ± 0.4 keV (Jun B 60) et 426.3 ± 0.5 keV (Pet R 68).

Niveau 958.4 keV : Le spectre d'électrons de conversion interne observé à la suite de la réaction $^{197}\text{Au}(p, 2n)^{196}\text{Hg}$ conduit L. H. Goldman et al. à créer un niveau excité à ≈ 959 keV de spin et parité 0^+ en raison de l'existence d'une transition intense de caractère E 0 (Gol L 70). Cependant, si nous admettons l'existence d'un tel niveau dans notre schéma, la transition γ de 957.2 keV peut être placée entre ce niveau et le fondamental. Alors dans ce cas le spin ne peut pas être égal à 0 comme cela a été proposé.

Par ailleurs, la précision en énergie (≈ 10 keV) dans la mesure de L. H. Goldman et al. n'exclut pas que la raie d'électrons K-959 keV corresponde aussi à la raie de conversion de la transition très intense 964.6 keV ($1390.5 \rightarrow 425.7$). Des mesures complémentaires de coïncidence sont nécessaires pour confirmer l'existence de ce niveau.

Niveau 1060.9 keV : Ce niveau est alimenté dans la décroissance de ^{196}Tl et celle de $^{196\text{m}}\text{Tl}$. Le fait que la transition de 635.2 keV est de nature E 2 pure constitue un argument supplémentaire pour lui attribuer 4^+ pour spin et parité. Cependant la faible valeur du $\log ft$ est probablement due au fait que certaines transitions non placées alimentent ce niveau.

Niveau 1319.0 keV : L'existence de la transition E 0 de 1319.2 keV (tableau VIII) suggère que ce niveau est le niveau 0_2^+ ou 0_3^+ analogue à celui observé dans ^{198}Hg à 1401.4 keV. La valeur élevée du $\log ft$ (10.3) est compatible avec une transition unique une fois interdite ($\Delta I^\pi = 2^-$) alimentant ce niveau.

Par ailleurs la mesure du coefficient de conversion de la transition de stop-over (893.2 keV) montre qu'elle peut avoir un caractère E 2 et pourrait donc joindre les niveaux 0_2^+ et 2_1^+ .

Comme dans l'isotope ^{198}Hg , calculons le rapport expérimental μ_K , traduisant l'intensité relative des transitions E 0 et E 2 issues du niveau 0_2^+ :

$$\mu_K = I_K(1319.2) / I_\gamma(893.2) \approx 10^{-2}$$

En supposant que ce niveau soit un des membres du triplet vibrationnel, on peut estimer le paramètre de transition monopolaire ρ^2 à environ 0.5. Cette valeur indique que l'excitation de ce niveau est de nature collective.

La valeur des $\log ft$ (7.0 à 7.7) pour les niveaux suivants suggèrent que les transitions ($e + \beta^+$) les alimentant sont non-unique interdites par la parité. Nous proposons la parité positive pour tous les niveaux situés au-dessus du niveau 1840.2 keV.

Niveau 1390.5 keV : Il décroît vers les niveaux 2_2^+ et 4_1^+ et par la transition intense (M1, E2) de 964.6 keV vers le niveau 2_1^+ . Les spins possibles sont donc 2, 3 et 4 et la parité est positive. Ce niveau pourrait être le niveau 2^+ excité à 1385 keV observé par M. Sakai et al. à la suite de la réaction $^{197}\text{Au}(p, 2n)^{196}\text{Hg}$ (Sak M 65).

Niveau 1775.5 keV : Ce niveau décroît vers les niveaux 0_1^+ , 2_1^+ , 2_2^+ , 4_1^+ , il a donc 2 pour spin probable et sa parité est positive.

Niveau 1814,8 keV : La transition de 1389,0 keV vers le niveau 2_1^+ étant de nature M1 pure et l'existence d'une transition vers le niveau 4_1^+ suggèrent $I^\pi = 2^+$ ou 3^+ .

Niveau 1844,5 keV : L'existence de transitions vers les niveaux 0_1^+ , 2_1^+ et 2_2^+ suggèrent $I^\pi = 1^+$ ou 2^+ .

Niveau 1921,5 keV : Le spin et la parité sont 2^+ ou 3^+ à cause de l'existence de transitions vers les niveaux 2^+ et 4^+ .

Niveaux 1978,8, 2012 et 2455 keV : Nous proposons $I^\pi = 1^+$ ou 2^+ pour ces trois niveaux car ils se désexcitent par des transitions allant vers les niveaux 0^+ et 2^+ .

Pour les quatre derniers niveaux excités, on ne peut pas exclure l'existence d'une transition vers le niveau fondamental car dans notre mesure de spectre γ la gamme analysée était limitée à 2,3 MeV.

Cette analyse devra être reprise avec une gamme s'étendant à environ 4,6 MeV (valeur correspondant à Q_{β^+}) et avec une source beaucoup plus intense, c'est-à-dire vraisemblablement, après la transformation du synchrocyclotron du CERN.

CHAPITRE III

INTERPRETATION THEORIQUEIII.1 - INTRODUCTION

Lorsqu'on observe les premiers niveaux expérimentaux de parité positive des isotopes de mercure (figure III.1), on est frappé par certaines analogies :

1. L'énergie $E(2_1^+)$ du premier niveau excité 2^+ reste sensiblement constante quand A varie
2. Les niveaux 2_2^+ et 4_1^+ restent très proches l'un de l'autre au voisinage de 1 MeV quand A passe de 192 à 198.
3. Les niveaux à parité négative (4^- , 5^- , 6^- , 7^-) apparaissent généralement sous la forme d'un doublet du type (4^- , 5^-) et (6^- , 7^-) situé vers 1800 keV d'énergie.

L'expérimentateur est alors tenté en premier lieu de calculer les rapports

$R(2_2^+)$ et $R(4_1^+)$ définis comme suit :

$$R(2_2^+) = E(2_2^+) / E(2_1^+)$$

et

$$R(4_1^+) = E(4_1^+) / E(2_1^+)$$

pour confronter le schéma aux modèles théoriques.

Dans le tableau IX nous donnons ces rapports expérimentaux pour A pair allant de ^{188}Hg à ^{202}Hg . Les rapports $R(2_2^+)$ et $R(4_1^+)$ restant sensiblement constants, ceci semble indiquer que les niveaux 2_2^+ et 4_1^+ sont de nature collective.

A	188	190	192	194	196	198	200	202
$R(2_2^+)$			2.63	2.51	2.43	2.64	3.40	2.19
$R(4_1^+)$	2.44	2.50	2.50	2.49	2.49	2.54	2.57	

TABEAU IX - Rapports expérimentaux des énergies $E(2_2^+)$ et $E(4_1^+)$ à l'énergie $E(2_1^+)$ dans quelques isotopes pairs de mercure.

III.2 - LES MODELES PHENOMENOLOGIQUES

Un modèle phénoménologique simple permettant d'interpréter une telle séquence de niveaux (figure III.1) est celui de Davydov et al. encore appelé modèle du rotor asymétrique (Dav A 61). Dans le cas général, ces auteurs supposent que les noyaux pair-pair peuvent être le siège de vibrations longitudinales et transversales autour d'une position d'équilibre déformée

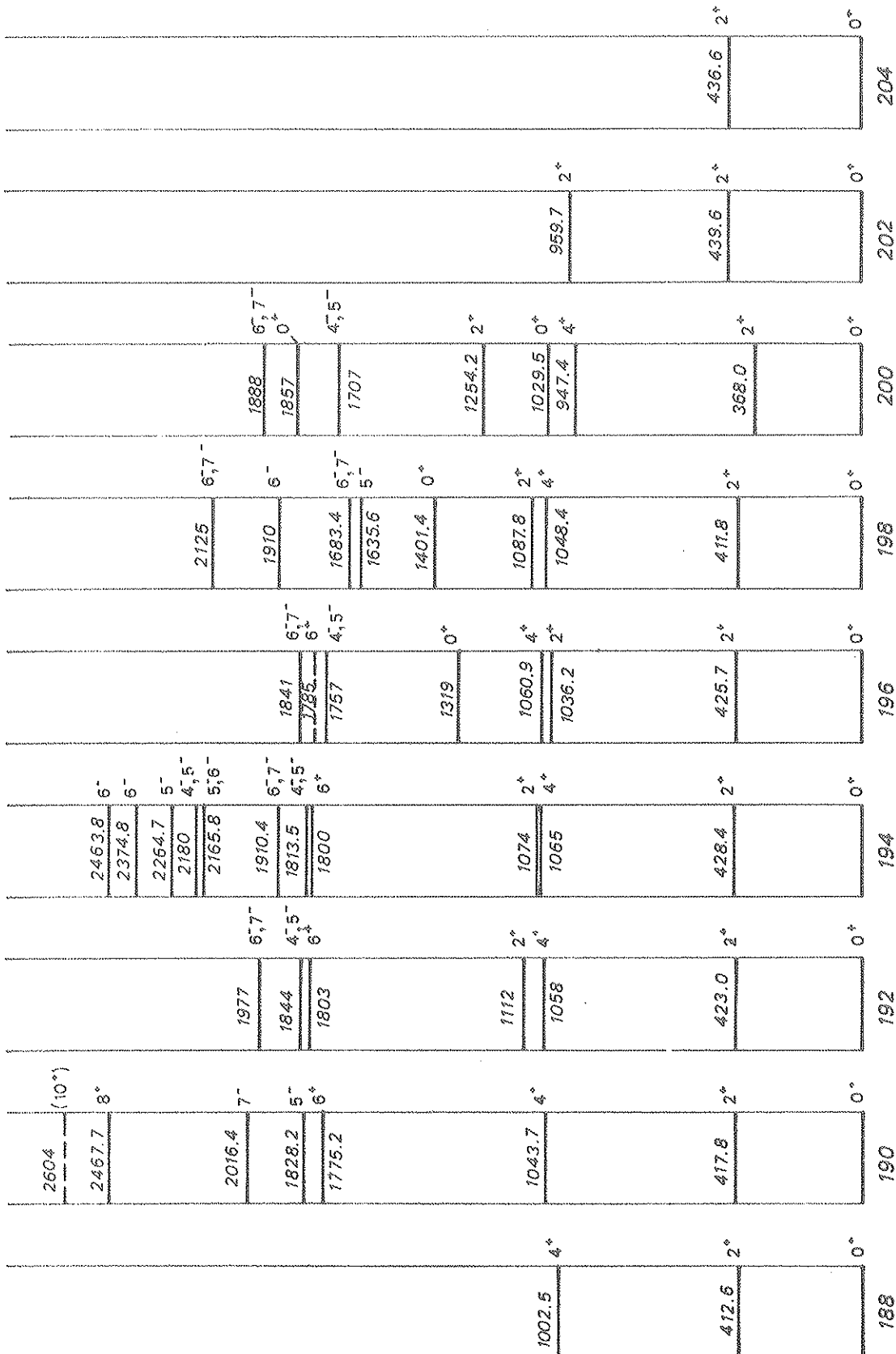


FIGURE III.1 - Schémas de niveaux partiels des noyaux pairs de mercure de masse $188 \leq A \leq 204$. Les résultats concernant ^{190}Hg sont dus à T. Inamura et al. (Ina I 72) et ceux concernant ^{194}Hg à B. Aronov et al. (Aron B 73)

($\beta_0 \neq 0$) pouvant être à symétrie non axiale ($\gamma_0 \neq 0$). L'énergie potentielle $V(\beta, \gamma)$ est une fonction des variables dynamiques β et γ . Elle prend la forme suivante :

$$V(\beta, \gamma) = 1/2 C(\beta - \beta_0)^2 + \frac{\hbar^2}{2B} D \frac{(\gamma - \gamma_0)^2}{\beta^2}$$

Si l'on suppose que les vibrations γ sont de faible amplitude, on peut caractériser le modèle par les 5 paramètres suivants :

$\hbar\omega_0 = \hbar \sqrt{C/B}$, où C et B sont respectivement la constante d'élasticité et B le paramètre qui détermine l'énergie cinétique des vibrations β

β_0 la déformation à l'équilibre

γ_0 le paramètre d'asymétrie

μ le paramètre dit de "non-adiabacité" caractérisant l'aptitude du noyau à se déformer au cours de la rotation sous l'effet des forces d'inertie ($\mu = 0$ caractérise un noyau rigide et si $\mu > 1/3$ le noyau sera dit "mou").

D le paramètre tenant compte du couplage entre la rotation et les vibrations de la surface nucléaire.

La position des niveaux expérimentaux 2_1^+ , 2_2^+ et 4_1^+ est assez bien reproduite en prenant $\mu = 0.5$ pour des valeurs de γ comprises entre 22° et 24° (Dem G 59, Dav A 61).

La valeur élevée du paramètre μ indique nettement que les isotopes pairs de mercure appartiennent à cette classe de noyaux dits "mous" pour lesquels la séparation des mouvements de rotation et de vibration n'a plus de sens.

Il est intéressant de noter que le rapport des probabilités de transition $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ prédit par le modèle passe de $1.2 \cdot 10^{-1}$ à $6.6 \cdot 10^{-2}$ quand γ varie de 22° à 24° . Ces valeurs numériques sont du même ordre de grandeur que les valeurs expérimentales obtenues. Elles sont données dans le tableau XI et nous les commenterons au paragraphe III. 3. 3.

Néanmoins ce modèle est incapable de rendre compte de la position du niveau 6_1^+ . En effet pour $22^\circ \leq \gamma \leq 30^\circ$, le modèle prédit :

$$R(6_1^+) = E(6_1^+) / E(2_1^+) = 5 \text{ à } 5.5$$

alors que la valeur expérimentale de $R(6_1^+)$ est voisine de 4.2 pour $190 \leq A \leq 196$.

Bien que l'on reconnaisse actuellement la justesse de certaines hypothèses de A. S. Davydov, en particulier celle concernant la structure "molle" de certains noyaux entraînant une augmentation de la déformation lorsque l'énergie de rotation augmente, le modèle du rotor asymétrique ne permet pas d'interpréter les transitions dipolaires magnétiques, ni les niveaux de parité négative observés dans les noyaux mous (Cd, Te, Pt, Hg, etc...). Comme un hamiltonien purement collectif ne donne lieu qu'à des niveaux excités de parité positive, seule l'introduction des effets intrinsèques dus aux particules ou aux "trous" externes pourra rendre compte de ces propriétés.

Dans les isotopes de mercure, l'accélération des transitions électriques quadrupolaires $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et la séquence des premiers niveaux montrent que les excitations collectives jouent un rôle important à basse énergie.

Le modèle de L. S. Kisslinger et R. A. Sorensen calqué sur la théorie de la supraconductivité de Bardeen, Cooper et Schrieffer a permis de donner une description acceptable

des propriétés du niveau 2_1^+ et de rendre compte de l'existence de la transition de cross-over $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ dans les noyaux pair-pair non déformés (Kis L 63).

Ce modèle suppose que les nucléons se déplacent dans un puits de potentiel moyen (par exemple un potentiel à symétrie sphérique) et qu'ils sont soumis à des forces à courte portée (appariement) et à une force quadrupolaire à longue portée.

En supposant que le paramètre G caractérisant l'appariement et le paramètre χ de l'interaction à longue portée soient les mêmes pour les protons et les neutrons, L. S. Kisslinger et R. A. Sorensen trouvent des probabilités de transition $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ très accélérées, comparables aux valeurs expérimentales (tableau X).

Isotopes	$\tau(2_1^+)$ (ps)	$B_{th}(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	$B_{exp}(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	$B_{exp}(E2)/B_W(E2)$
^{196}Hg	19.6 ± 2.9	2500	2900 ± 400	43 ± 7
^{198}Hg	33.0 ± 1.8	2670	2000 ± 100	29.0 ± 1.6
^{200}Hg	63 ± 7	1960	1750 ± 230	25 ± 3
^{202}Hg	36.8 ± 3.6	1500	1300 ± 150	19 ± 2
^{204}Hg	66.7 ± 7.4	920	740 ± 90	10.4 ± 1.2

TABEAU X - Valeurs expérimentales des probabilités réduites $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ des isotopes $^{196}, ^{198}, ^{200}, ^{202}, ^{204}\text{Hg}$ confrontées aux valeurs calculées par L. S. Kisslinger et R. A. Sorensen (Kis L 63). Dans la dernière colonne nous donnons le facteur d'accélération de la transition par rapport à l'estimation de Weisskopf. La durée de vie du niveau 2_1^+ de ^{196}Hg est due à T. J. de Boer (Deb T63), celles des autres isotopes sont des moyennes pondérées entre les valeurs données par "Nuclear Data" et celles obtenues par Kalish et al. (Kal R 69).

Si ce modèle a été appliqué à un très grand nombre de noyaux, les calculs ont été faits pour un nombre limité de propriétés, énergie du premier niveau 2_1^+ et taux de transition électrique quadrupolaire dans la cascade $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ seulement. Pour cette raison, nous nous sommes tournés vers les modèles "semi-microscopiques" basés sur le modèle unifié en couplage intermédiaire.

A notre connaissance, aucun calcul complet de type Hartree-Fock projeté, n'a pu être effectué jusqu'à ce jour sur ces isotopes en raison de la complexité du problème numérique à résoudre.

III. 3 - LES MODELES SEMI-MICROSCOPIQUES

Ces modèles ont été largement développés depuis 1966, d'une part par G. Alaga, G. Ialongo et V. Lopac et d'autre part à New Brunswick par A. Covello et G. Sartoris.

Par rapport au noyau doublement magique de ^{208}Pb , les noyaux pairs de mercure comportent deux protons ainsi qu'un certain nombre de paires de neutrons en moins.

Dans ces calculs, les trous de proton sont traités de façon explicite, par contre une des hypothèses fondamentales consiste à considérer les trous de neutron comme l'oscillateur de base responsable des vibrations de la surface nucléaire. Elle repose sur le fait que les isotopes pairs de plomb déficients en neutrons peuvent être considérés comme de "bons vibrateurs".

Pour traiter l'isotope ^AHg , on choisit comme coeur l'isotope pair ^{A+2}Pb dont l'énergie du premier niveau excité 2_1^+ est prise pour énergie fondamentale du vibreur ($\hbar\omega_2$).

Si l'on peut considérer que les protons sont décrits de façon satisfaisante, il n'en est pas de même des neutrons et ceci constitue une limitation importante au domaine d'application de ces modèles.

Nous donnerons dans la suite une description assez détaillée du modèle de G. Alaga et al. et exposerons plus brièvement celui de A. Covello et al. en mettant en relief ce en quoi il diffère du précédent.

III. 3. 1 - Le modèle d'Alaga.

Quand le nombre de protons augmente en allant vers la fermeture de la couche $Z = 82$, les niveaux de particules se remplissent dans l'ordre suivant $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $1h_{11/2}$, $2d_{3/2}$ et $3s_{1/2}$. Seuls les états de trous $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$ et $2d_{5/2}$ et les états d'excitation du coeur jusqu'à 3 phonons sont pris en considération dans ces calculs.

Dans le cas des isotopes pairs de mercure, l'hamiltonien du système prend la forme suivante :

$$H = H_s + H_t + H_a + H_{int}$$

Examinons séparément chacun des termes constituant H .

a) H_s .

H_s est l'hamiltonien associé aux vibrations de la surface nucléaire. Si l'on suppose que la surface du noyau est bien définie, elle peut être décrite par l'équation suivante :

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda \mu} \alpha_{\lambda \mu}^* \Psi_{\lambda \mu}(\theta, \varphi) \right]$$

où $\lambda = 0, 1, 2, \dots$ et $\mu = -\lambda, -\lambda+1, \dots, \lambda-1, \lambda$.

Les angles θ et φ sont respectivement les angles polaire et azimutal d'un point de la surface. Nous supposons que la déviation par rapport à la forme sphérique (cas $R(\theta, \varphi) = R_0 = \text{Cte}$) est due à l'addition de deux trous de proton au coeur ^{A+2}Pb . Les coefficients $\alpha_{\lambda \mu}$ sont les variables dynamiques du mouvement collectif de la surface nucléaire. Pour les faibles déformations (c'est-à-dire $\alpha_{\lambda \mu}$ petit) l'hamiltonien classique est la somme de l'énergie potentielle V et de l'énergie cinétique T :

$$H_s = V + T$$

avec

$$V = 1/2 \sum_{\lambda \mu} |\alpha_{\lambda \mu}|^2$$

et :

$$T = 1/2 \sum_{\lambda \mu} B_\lambda |\dot{\alpha}_{\lambda \mu}|^2$$

Les quantités C_λ (déformabilité nucléaire) et B_λ (paramètre de masse) peuvent être calculées moyennant un certain nombre d'hypothèses concernant la matière nucléaire (par exemple : fluide incompressible, répartition uniforme de la charge dans le noyau ...). Dans ce calcul, B_λ et C_λ seront des paramètres fixés à partir de données expérimentales.

En introduisant les moments conjugués $\pi_{\lambda \mu}$ de $\alpha_{\lambda \mu}$, définis ainsi :

$$\pi_{\lambda \mu} = \frac{\partial T}{\partial \dot{\alpha}_{\lambda \mu}} = B_\lambda \dot{\alpha}_{\lambda \mu}$$

il vient :

$$H_s = \sum_{\lambda\mu} \left[\frac{B_\lambda}{2} \left| \pi_{\lambda\mu} \right|^2 + \frac{C_\lambda}{2} \left| \alpha_{\lambda\mu} \right|^2 \right]$$

Les oscillations de surface peuvent donc être considérées comme un système d'oscillateurs harmoniques de pulsations $\omega_\lambda = \sqrt{C_\lambda/B_\lambda}$ et de paramètres de masse B_λ .

Le terme correspondant à $\lambda = 0$, représente un changement isotropique du volume nucléaire et donne lieu aux "modes de respiration" (breathing modes). Si l'on suppose la matière nucléaire incompressible, ce terme n'a pas d'effet, il en est de même du terme $\lambda = 1$ qui correspond à un déplacement d'ensemble du noyau sans en modifier sa structure interne. Les termes $\lambda = 2$, correspondant aux vibrations quadrupolaires, jouent le rôle prépondérant dans les excitations collectives de basse énergie.

Les termes octupolaires ($\lambda = 3$) permettent d'expliquer les niveaux collectifs 3^- , et les termes d'ordre supérieur doivent également intervenir pour les niveaux très excités des noyaux. Ce modèle est limité aux vibrations quadrupolaires, λ est donc fixé égal à 2 et omis dans la suite.

Le noyau étant un système quantique, H_s s'exprime en langage de seconde quantification, en introduisant b_μ et b_μ^+ les opérateurs d'annihilation et de création de bosons :

$$H_s = \sum_{\mu} \frac{\hbar\omega}{2} (b_\mu^+ b_\mu + b_\mu b_\mu^+) = \sum_{\mu} \hbar\omega (b_\mu^+ b_\mu + 1/2)$$

Si $n_\mu = b_\mu^+ b_\mu$ désigne l'opérateur nombre d'occupation d'un état de phonon de moment angulaire 2 ayant μ comme projection sur l'axe Z alors $b_\mu b_\mu^+ = n_\mu + 1$ et H_s prend la forme :

$$H_s = \frac{\hbar\omega}{2} \sum_{\mu=-2}^{+2} (2n_\mu + 1) = \hbar\omega (N + \frac{5}{2})$$

où $N = \sum_{\mu} n_\mu = 0, 1, 2, \dots$

Les fonctions d'onde de phonons seront notées $|NRR_Z\rangle$ où N est le nombre de phonons de spin 2, R le moment angulaire résultant et R_Z sa projection sur l'axe de quantification. Comme la parité d'un état vibrationnel est $(-1)^\lambda$, les phonons quadrupolaires ne donnent lieu qu'à des niveaux de parité positive.

b) H_t

H_t est l'hamiltonien du modèle en couches pour les trous de proton se trouvant dans un potentiel moyen.

En supposant le potentiel central et une forte interaction spin-orbite, la fonction d'onde d'un trou de proton s'écrit :

$$\psi_{n\ell s}^{jm} = \frac{R_{n\ell}(r)}{r} \sum_{\mu\sigma} (\ell\mu s\sigma | jm) Y_\ell^\mu \chi_s^\sigma$$

où n est le nombre quantique principal et μ , σ et m les projections sur l'axe de quantification des moments angulaires orbital, de spin et total. L'énergie associée est indépendante de m et vaut :

$$E_{n\ell} = (2n + \ell + 3/2) \hbar\omega_o$$

Pour les isotopes de mercure, il y a deux trous de proton, il est alors nécessaire de définir la fonction d'onde normalisée et antisymétrique notée de façon abrégée $|\tau JM\rangle$ où J est le moment angulaire total des deux trous, M sa projection sur l'axe Z et τ représente l'ensemble des autres nombres quantiques.

Comme $[H_t, H_s] = 0$, la fonction d'onde qui diagonalise $H_0 = H_s + H_t$ est obtenue en faisant le produit des fonctions d'onde solutions de H_s et H_t donnant ainsi le moment angulaire total $\vec{I} = \vec{R} + \vec{J}$, c'est-à-dire :

$$|\tau J, NR; IM\rangle = \sum_{J_Z R_Z} (-)^{J-R+M} \sqrt{2I+1} \begin{pmatrix} J & R & I \\ J_Z & R_Z & -M \end{pmatrix} |\tau J J_Z\rangle |NRR_Z\rangle$$

Ces états constituent la base sur laquelle H_0 est diagonal, les termes non diagonaux de l'hamiltonien sont dus à H_a et surtout à H_{int} .

c) H_a

L'interaction résiduelle à courte portée entre les nucléons peut être approchée par une force $\delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$ effective seulement pour les trous situés dans la même orbite, et couplés à $J = 0$, l'hamiltonien correspondant H_a traduit l'effet d'appariement, il s'écrit :

$$H_a = 1/2 \sum_{i \neq j} g(r) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \delta_{J_0} \delta_{\tau_1 \tau_\alpha}$$

$$\approx -G/2 [(2J+1)(2J'+1)]^{1/2} \delta_{JJ'} \delta_{J_0} \delta_{\tau_1 \tau_\alpha}$$

La somme s'étend sur toute les paires de trous et G caractérise l'intensité de l'interaction.

d) H_{int}

Ce terme traduit l'interaction entre la surface et les trous de proton, il affecte l'ensemble des configurations, son action est prédominante.

Supposons que les nucléons à l'extérieur du coeur (ou plutôt les trous à l'intérieur du coeur) se déplacent dans un potentiel sphérique $V(r)$ et que les surfaces équipotentielles suivent la forme du coeur définie par l'équation suivante :

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\mu=-2}^{+2} \alpha_\mu^* Y_{2\mu}(\theta, \varphi) \right]$$

L'énergie potentielle $V(r, \theta, \varphi)$ est donc modifiée sous l'effet des vibrations du coeur, il faut donc évaluer la différence ΔV suivante :

$$\Delta V = V[r, \theta, \varphi, (\alpha_\mu \neq 0)] - V[r, \theta, \varphi, (\alpha_\mu = 0)]$$

En supposant qu'elle est identique pour toutes les surfaces équipotentielles, calculons-la pour $r = R_0$ et développons en série autour de $\alpha_\mu = 0$.

$$\Delta V = V\left(\frac{R}{1 + \sum_{\mu} \alpha_\mu^* Y_{2\mu}}\right) - V(R_0)$$

$$\approx -R_0 \frac{\partial V}{\partial R_0} \sum_{\mu} \alpha_\mu^* Y_{2\mu} + O(\alpha_\mu^2)$$

En revenant à r et en posant $k(r) = r \frac{\partial V}{\partial r}$, il vient :

$$V[r, \theta, \varphi, (\alpha_\mu \neq 0)] = V(r) - k(r) \sum_{\mu} \alpha_\mu^* Y_{2\mu}$$

Le terme $V(r)$ est le potentiel à symétrie sphérique du modèle en couches et le second terme définit le couplage.

Comme il s'agit de trous, le signe de ce dernier terme doit être changé et il faut sommer sur les deux trous, il vient alors :

$$H_{\text{int}} = \sum_{i=1}^2 k(r_i) \sum_{\mu=-2}^{+2} a_{\mu}^* Y_{2\mu}(\theta_i, \varphi_i)$$

On suppose $k(r_i)$ identique pour chaque particule et on introduit $k = \langle k(r_i) \rangle$.

Les vecteurs de base $|TJ, NR, IM\rangle$ sont les vecteurs propres de H_0 et sur cette base $H_1 = H_a + H_{\text{int}}$ est diagonalisé. Cette diagonalisation exacte conduit aux vecteurs propres de H qui, pour chaque moment angulaire I , sont des combinaisons linéaires des vecteurs de base de même I :

$$|E, IM\rangle = \sum_{JNR} a_{JNR}^{I, E} |TJ, NR, IM\rangle$$

E est la valeur propre de l'état de spin I .

Les fonctions d'onde étant donc connues, les probabilités de transition réduites et les moments magnétiques dipolaires et électriques quadrupolaires peuvent être aisément calculés (Ial G 66).

Les paramètres du modèle

G. Ialongo les classe en trois catégories : les paramètres fixés, les paramètres libres et les paramètres dépendants. Nous retiendrons les paramètres fixés et les paramètres libres.

Un paramètre fixé est pris à partir de l'expérience avant tout calcul, alors qu'un paramètre libre est déterminé en ajustant des quantités calculées par le modèle sur des résultats expérimentaux.

Les paramètres fixés sont ici les énergies e_j de trou de proton, les énergies vibrationnelles $\hbar\omega_j$ prises égales aux énergies d'excitation du niveau 2_1^+ dans les isotopes ^{A+2}Ph et la constante d'appariement G , prise égale à 0.1 MeV d'après l'estimation de Kisslinger et Sorensen (Kis L 63). Les rapports gyromagnétiques de spin et orbital du proton, $g_s = 5.585$ et $g_l = 1$ sont également des paramètres fixés.

Les paramètres libres sont : $a = \frac{k}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2C_2}}$, le rapport gyromagnétique effectif de spin du proton g_s et la déformabilité nucléaire C_2 . Le paramètre a , caractérisant l'intensité du couplage coeur-trous, varie entre 0 et 1.0 MeV, région correspondant au domaine de validité du couplage intermédiaire. Les niveaux d'énergie du spectre seront représentés graphiquement en fonction de a (caractéristique du couplage).

Le paramètre de masse B_2 et la constante de couplage k dépendent de C_2 , a et ω par les relations $\omega = \sqrt{C_2/B_2}$ et $k = a \sqrt{4\pi} \sqrt{2C_2/\hbar}$.

Choix des paramètres libres a , C_2 et g_s

Le paramètre a est choisi de façon qualitative en cherchant le meilleur accord entre le spectre expérimental et le graphique représentant l'évolution des niveaux calculés en fonction de a lui-même.

C_2 et g_s peuvent être déterminés de façon quantitative à partir des résultats expérimentaux car les probabilités de transition peuvent s'exprimer exclusivement par des sommes de produit d'un de ces deux paramètres par une quantité dépendant du modèle seulement.

Nous reviendrons sur les problèmes liés à cette détermination dans le paragraphe III. 3. Choisissons par exemple le cas de ^{198}Hg .

La figure III. 2 représente les niveaux d'énergie calculés pour l'isotope ^{198}Hg par G. Alaga et V. Lopac (Ala G 69).

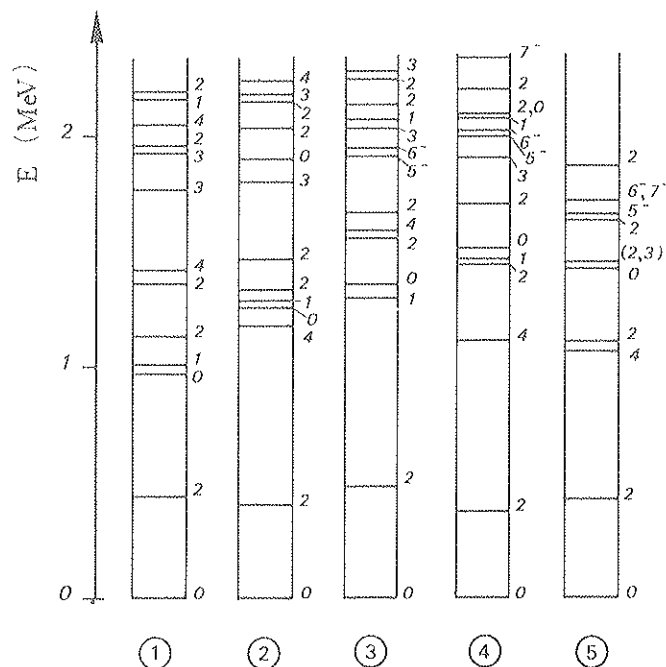


FIGURE III. 2 - Niveaux d'énergie calculés pour ^{198}Hg . La constante d'appariement $G = 0.1$ MeV, $\hbar\omega_2 = 1.027$ MeV et la constante de couplage a est fixée à 0.6 MeV pour donner le meilleur accord avec le spectre expérimental. Les calculs ont été effectués avec différentes configurations de trou et des états de vibreur à $N = 2$ et $N = 3$ phonons.

Cas 1	$(s_{1/2})^{-1}$	$(d_{3/2})^{-1}$	et $N = 2$
Cas 2	$(s_{1/2})^{-1}$	$(d_{3/2})^{-1}$	et $N = 3$
Cas 3	$(s_{1/2})^{-1}$	$(d_{3/2})^{-1}$	$(h_{11/2})^{-1}$ $(d_{5/2})^{-1}$ et $N = 2$
Cas 4	$(s_{1/2})^{-1}$	$(d_{3/2})^{-1}$	$(h_{11/2})^{-1}$ $(d_{5/2})^{-1}$ et $N = 3$
Cas 5	Schéma partiel expérimental de ^{198}Hg .		

Le calcul a été effectué en prenant $\hbar\omega_2 = 1.027$ MeV, énergie correspondant à l'énergie d'excitation du niveau 2_1^+ du ^{200}Pb et en choisissant la constante d'appariement G égale à 0.1 MeV d'après Kisslinger et Sorensen (Kis L 63).

L'analyse de la figure III. 2 permet de faire les observations suivantes :

- l'addition du 3ème phonon provoque une diminution de l'énergie des niveaux 4_1^+ et 0_3^+ alors que la plupart des autres niveaux sont légèrement élevés,
- l'introduction des configurations $(h_{11/2})^{-1}$ et $(d_{5/2})^{-1}$ donnent de nouveaux états de spin $0, 1, 2, 3, \dots$ et surtout des niveaux de parité négative $5^-, 6^-, 7^-$ situés à une énergie d'excitation voisine de 2 MeV.

Le cas No 4 de la figure III. 2 est le plus proche de la situation expérimentale, malheureusement seules quelques probabilités de transitions électriques quadrupolaires entre les premiers niveaux de parité positive ont été calculées. Donnons seulement le rapport $B(E 2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) / B(E 2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.11$, valeur comparable au résultat expérimental (~ 0.05).

Ce modèle rend compte de façon assez satisfaisante des propriétés globales et nous verrons dans la partie III. 3 qu'il sera la base de notre interprétation.

III. 3. 2 - Modèle de A. Covello et G. Sartoris

Ayant décrit avec un certain succès les isotopes impairs de thallium en couplant un trou de proton à un vibreur quadrupolaire (Cov A 67a), A. Covello et G. Sartoris étendent leurs calculs aux isotopes pairs de mercure qu'ils considèrent comme constitués par un coeur vibrant de plomb couplé à deux trous de proton en interaction (Cov A 67b).

a) Description de l'hamiltonien

L'hamiltonien s'écrit :

$$H = H_s + H_t(1) + H_t(2) + H_{int} + H_{12}$$

ou H_s décrit les oscillations quadrupolaires de la surface nucléaire et $H_t(1)$ et $H_t(2)$ sont les hamiltoniens du modèle en couches à symétrie sphérique des trous (1) et (2).

Le couplage entre les deux trous et le coeur vibrant est décrit par :

$$H_{int} = \sum_{i=1}^2 k(r_i) \sum_{\mu} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}(\theta_i, \varphi_i)$$

où les quantités $\alpha_{2\mu}$ sont les paramètres de déformation qui peuvent se transformer en termes d'opérateurs de création et d'annihilation b_{μ}^{+} et b_{μ} de phonons de moment angulaire 2 et d'énergie $\hbar\omega$.

$$H_{int} = \frac{\hbar}{2C_2} \sum_{i=1}^2 k(r_i) \sum_{\mu} \left[b_{\mu}^{+} + (-)^{\mu} b_{-\mu}^{+} \right] Y_{2\mu}(\theta_i, \varphi_i)$$

C_2 est un paramètre caractérisant la déformabilité nucléaire. Le dernier terme H_{12} de H , décrit l'interaction entre les deux trous de proton ; elle est supposée être une force de portée finie et dépendant du spin ayant la forme suivante :

$$H_{12} = -(V_s \pi_s + V_t \pi_t) \exp \left[- (r_{12}/\rho)^2 \right]$$

V_s et V_t représentent les intensités des interactions singulet et triplet, π_s et π_t sont les opérateurs de projection correspondants. Pour construire les matrices énergie, ils utilisent comme base, les vecteurs propres du système non perturbé $|[j_1 j_2 J], NR, IM\rangle$, où le moment angulaire total des deux trous J est couplé au moment angulaire R de l'état à N phonons du coeur pour donner I , le spin du noyau. Les éléments de matrice de $H_0 = H_s + H_t(1) + H_t(2)$ qui est diagonal dans cette représentation, sont donnés par :

$$e_{j_1} + e_{j_2} + (N + \frac{5}{2}) \hbar\omega$$

où e_j est l'énergie du trou dans l'orbite $n\ell j$ du modèle en couche.

Les états de trou $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$ et $2d_{5/2}$ ainsi que les états d'excitation du coeur jusqu'à 3 phonons sont pris en considération.

Pour le calcul des éléments de matrice de H_{12} , les auteurs utilisent les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique avec $\hbar\omega_0 = 41 A^{-1/3} \approx 7$ MeV.

b) Paramètres du modèle

L'intensité du couplage surface-trou est caractérisée par η défini comme suit

$$\eta = K (\hbar\omega / 2\pi C_2)^{1/2}$$

Ce paramètre est relié à a du modèle de Alaga-Jalongo par la relation $a = 1/2 \eta$. L'énergie du phonon $\hbar\omega$, le paramètre η et les énergies de trou e_j ont été pris égaux à ceux utilisés pour décrire les isotopes $A+1$ du thallium (Cov A 67a). Les auteurs montrent que les énergies et les fonctions d'onde des niveaux de parité positive $\lesssim 2$ MeV sont peu sensibles aux valeurs de $e_{11/2}$. (Le niveau 0_3^+ qui est le plus affecté varie de 60 keV quand $e_{11/2}$ passe de 850 à 1350 keV). Il en est de même pour les fonctions d'onde et l'espacement des niveaux à parité négative (ils se déplacent en bloc quand $e_{11/2}$ varie).

Les paramètres de H_{12} ont été fixés comme suit : la portée ρ a été prise égale à 2 fm, V_s/V_t égal à 2 et afin de retrouver le niveau 1_1^+ entre 1.5 MeV et 2 MeV le calcul a été fait avec $V_s = 20$ MeV.

Pour calculer les taux de transition de l'isotope ^AHg , g_R a été pris égal à 0.4, g_s fixé pour rendre compte du moment magnétique du niveau fondamental de l'isotope ^{A+1}Tl , et la quantité $X = (3ZeR_0^2/4\pi)(\hbar\omega/2C_2)^{1/2}$ a été fixée à partir des valeurs expérimentales de $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, la charge effective d'un trou étant égale à e .

c) Les résultats

Les niveaux d'énergie ont été calculés jusqu'à environ 2.2 MeV et ils sont reportés sur la figure III.3 où on peut les comparer aux spectres expérimentaux dans le cas des isotopes ^{198}Hg , ^{200}Hg et ^{202}Hg .

La position des niveaux 2_1^+ et 4_1^+ est assez bien reproduite alors que le niveau 2_2^+ dans ^{198}Hg et surtout le niveau 0_2^+ dans ^{200}Hg sont mal prédits.

Les premiers niveaux de parité négative calculés sont situés au delà de 2.2 MeV alors qu'ils apparaissent à partir de 1635 keV dans le spectre de ^{198}Hg et 1707 keV dans ^{200}Hg .

Les résultats expérimentaux concernant les probabilités de transition électrique et magnétique sont dans l'ensemble assez bien reproduits par le modèle et nous reviendrons plus tard sur ce point.

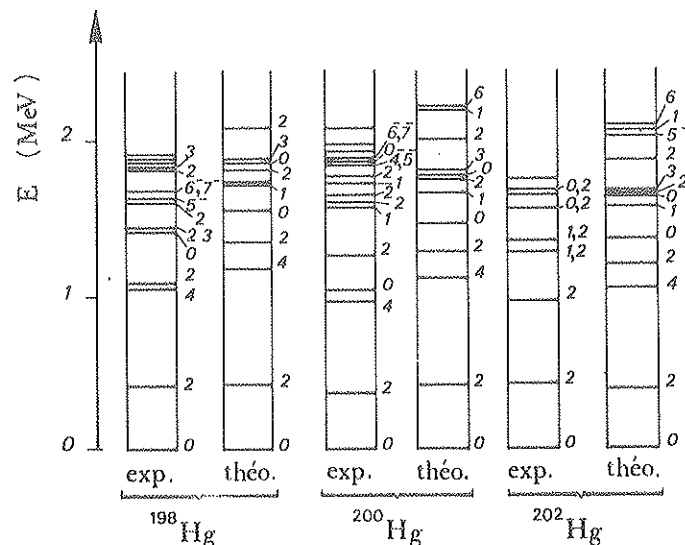


FIGURE III.3 - Comparaison des spectres expérimentaux aux spectres calculés par A. Covello et G. Sartoris. Pour l'isotope ^{202}Hg , le schéma expérimental est tiré d'une mesure récente (Pak A 72) et ceux des isotopes ^{198}Hg et ^{200}Hg sont tirés de notre travail.

III.4 - NOTRE INTERPRETATION

L'étude des deux modèles précédents et leur confrontation aux résultats expérimentaux nous ont permis de tirer les conclusions suivantes :

Si le modèle de A. Covello et G. Sartoris rend compte de façon assez satisfaisante des probabilités de transition E2 et M1, il n'en est pas de même de la prédiction du spectre en énergie.

L'interaction réaliste dépendant du spin introduite par ces auteurs nécessite l'introduction de trois paramètres supplémentaires alors que seule l'intensité de la force d'appariement intervient dans le modèle d'Alaga et al.

D'autre part, l'accord de ce dernier modèle avec les spectres expérimentaux est plus satisfaisant ainsi que les résultats préliminaires concernant les probabilités de transition.

C'est dans cet esprit que nous avons développé notre interprétation sur la base du modèle d'Alaga et al. en collaboration avec Mme M. Meyer (Mey M 70, Mey M 71).

III.4.1 - Choix des paramètres

L'analyse précédente a montré que seule la configuration $(h_{11/2})^{-1}$ permettait de retrouver les niveaux à parité négative et qu'il fallait tenir compte des états d'excitation du coeur à 3 phonons pour bien reproduire les niveaux 4^+ .

Dans un but de simplification il nous a semblé plus raisonnable de tenir compte de 3 couches seulement $(3s_{1/2}, 2d_{3/2}, 1h_{11/2})$ plutôt que d'inclure la couche $2d_{5/2}$ et de négliger ensuite des configurations telles que $(h_{11/2})^{-2}_J$ et $(d_{5/2})^{-2}_J$ comme cela avait été fait précédemment (Ala G 66). Les espacements Δ_j entre les diverses sous-couches de trou de proton ont été tirés des expériences de Nathan et al. (Hin S 65) sur la réaction de pick-up $^{208}\text{Pb}(t, \sigma)^{207}\text{Tl}$ et sont donnés ci-dessous :

$$\begin{aligned}\Delta_{3/2} &= e(2d_{3/2})^{-1} - e(3s_{1/2})^{-1} = 0.350 \text{ MeV} \\ \Delta_{11/2} &= e(1h_{11/2})^{-1} - e(3s_{1/2})^{-1} = 1.343 \text{ MeV} \\ \Delta_{5/2} &= e(2d_{5/2})^{-1} - e(3s_{1/2})^{-1} = 1.676 \text{ MeV} \\ \Delta_{7/2} &= e(1g_{7/2})^{-1} - e(3s_{1/2})^{-1} = 3.480 \text{ MeV}\end{aligned}$$

G. Ialongo a montré qu'un changement de 0 à 0.2 MeV de l'intensité G de la force d'appariement n'avait pas de répercussion très importante sur les résultats, aussi nous avons choisi la valeur proposée par Kisslinger et Sorensen $G = 0.1 \text{ MeV}$ (Kis L 63). La même étude a été faite sur l'énergie de phonon $\hbar\omega$ et dans ce cas, G. Ialongo a noté un changement sensible du spectre quand $\hbar\omega$ passait de 0.7 MeV à 1.5 MeV, cependant qu'il obtenait le meilleur accord avec le spectre expérimental de ^{198}Hg pour $\hbar\omega = 1.027 \text{ MeV}$, valeur de l'énergie du niveau 2^+_1 dans ^{200}Pb . En passant du ^{204}Pb au ^{198}Pb , l'énergie du niveau 2^+_1 varie seulement de 0.899 MeV à 1.063 MeV, il nous a donc semblé raisonnable de choisir une seule valeur de l'énergie de phonon pour traiter les isotopes ^{196}Hg , ^{198}Hg , ^{200}Hg et ^{202}Hg . Nous avons pris $\hbar\omega = 1.027 \text{ MeV}$ correspondant au vibreur ^{200}Pb puisque l'isotope ^{198}Hg se trouve à peu près au milieu de la zone étudiée.

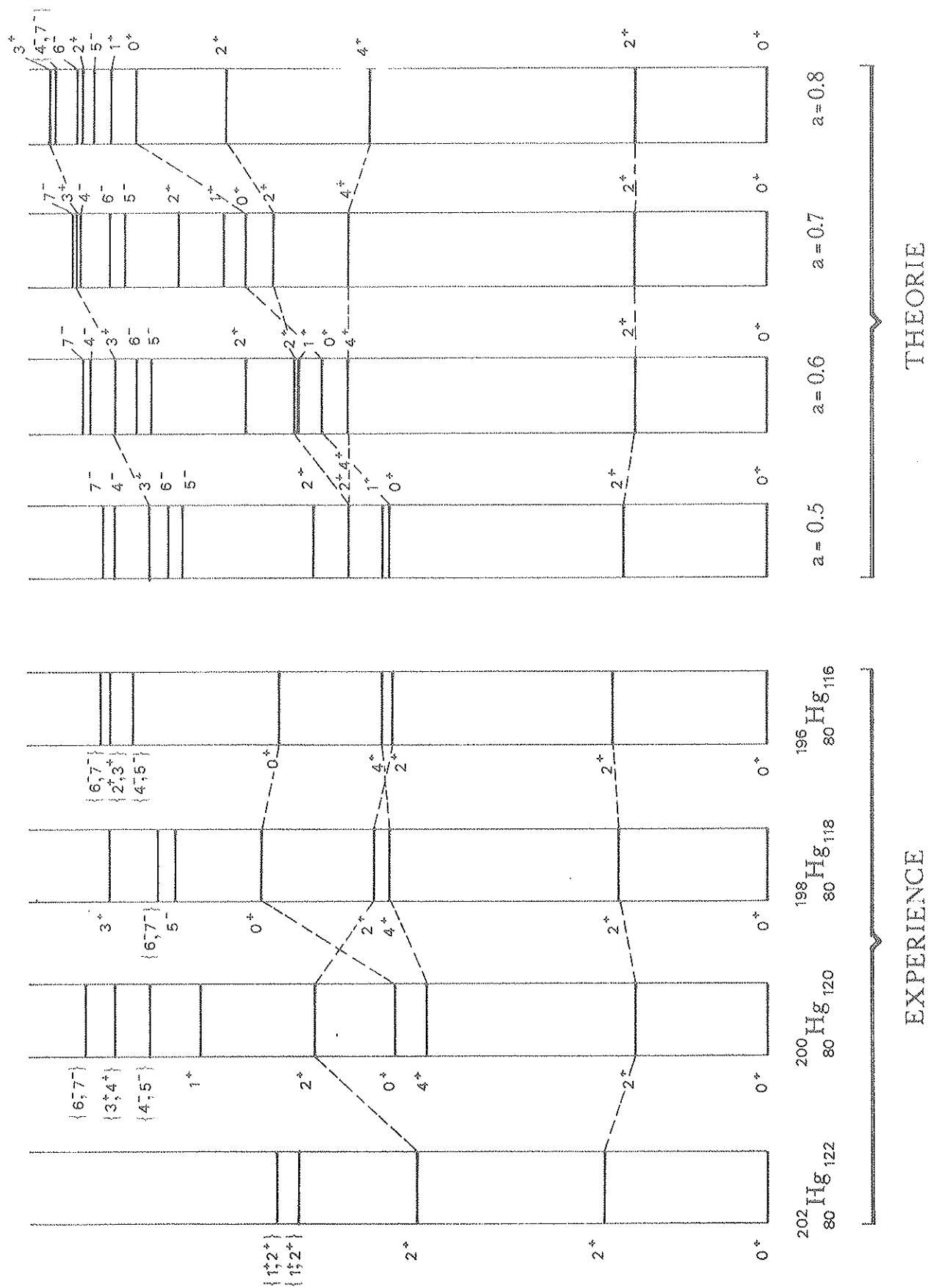


FIGURE III.5 - Comparaison des schémas de niveaux expérimentaux partiels des noyaux $^{202}_{80}\text{Hg}_{122}$, $^{200}_{80}\text{Hg}_{120}$, $^{198}_{80}\text{Hg}_{118}$, $^{196}_{80}\text{Hg}_{116}$ avec les schémas calculés pour différentes valeurs du paramètre de couplage coeur-trous.

D'après cette figure, on peut affirmer qualitativement que les schémas des isotopes 202 et 200 sont bien reproduits pour un paramètre de couplage $a = 0.5 - 0.6$ MeV, alors qu'il faut choisir a de l'ordre de $0.7 - 0.8$ MeV pour rendre compte de ceux des isotopes 198 et 196. Dans ces conditions, pour faciliter la comparaison entre théorie et expérience, nous choisirons dans la suite des calculs $a = 0.5$ MeV pour les isotopes $^{200}, ^{202}\text{Hg}$ et $a = 0.8$ MeV pour les isotopes $^{196}\text{Hg} - ^{198}\text{Hg}$. Ce choix a le mérite de donner les valeurs théoriques correspondant aux limites du domaine dans lequel le paramètre de couplage coeur-trous a donné le meilleur accord avec les schémas expérimentaux.

III. 4. 3 - Probabilités de transition

Pour chaque isotope les probabilités réduites de transitions E2 ont été, comme d'habitude, normalisées sur les valeurs expérimentales $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ correspondantes (tableau X) qui permettent d'extraire la charge effective du vibreur :

$$X_{\text{eff}} = Ze \sqrt{\hbar\omega / 2C_2}$$

par la relation suivante :

$$B(E2; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} (Ae_{\text{eff}}^p + B Ze \sqrt{\hbar\omega / 2C_2})^2$$

Nous choisissons comme charge effective du proton e_{eff}^p la valeur e ou $2e$. Le fait de prendre $e_{\text{eff}}^p = 2e$ signifie que les nucléons externes produisent une certaine polarisation du coeur ; il en sera de même pour les transitions magnétiques avec le problème lié au choix du facteur gyromagnétique effectif de spin du proton.

Nous comparons au tableau XI le rapport théorique $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ au rapport expérimental évalué d'après nos mesures ; l'accord obtenu est dans l'ensemble très satisfaisant pour $e_{\text{eff}}^p = 2e$.

Nous faisons la même comparaison pour le rapport $B(E2; 2_3^+ \rightarrow 0_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ mais dans ce cas, en raison du grand nombre de niveaux observés expérimentalement vers 1.5 MeV, il est difficile d'attribuer le spin 2_3^+ à un niveau expérimental 2^+ bien particulier.

Isotopes		^{196}Hg	^{198}Hg	^{200}Hg	^{202}Hg
$\frac{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}$	Expérimental	0.03 ± 0.01	0.048 ± 0.013	0.08 ± 0.03	0.014 ± 0.009
	Théorique $\left\{ \begin{array}{l} e \\ 2e \end{array} \right.$	0.24	0.22	0.069	0.062
		0.15	0.12	0.031	0.022
$\frac{B(E2; 2_3^+ \rightarrow 0_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}$	Expérimental	0.64 ± 0.15	0.33 ± 0.12	≈ 0.003	
	Théorique $\left\{ \begin{array}{l} e \\ 2e \end{array} \right.$	19.4 22.3	20.0 25.8	19.8 26.0	

TABLEAU XI - Rapports de probabilités réduites de transition quadrupolaire électrique expérimentaux et théoriques. Pour les calculs des valeurs théoriques, la charge effective du proton e_{eff}^p est prise égale à e ou $2e$ et le paramètre de couplage a est pris égal à 0.8 MeV pour les isotopes ^{196}Hg , ^{198}Hg et $a = 0.5$ MeV pour ^{200}Hg , ^{202}Hg . Les niveaux 2_3^+ ont été identifiés dans les isotopes ^{196}Hg , ^{198}Hg et ^{200}Hg avec les niveaux expérimentaux 1775.5, 1612.7 et 1574.0 keV respectivement.

Dans le tableau XII, nous donnons les valeurs calculées des probabilités réduites $B(E2)$ entre les niveaux $6_1^- \rightarrow 5_1^-$ et $7_1^- \rightarrow 5_1^-$ ainsi que les valeurs expérimentales $B(E2; 6_1^-, 7_1^- \rightarrow 5_1^-)$. L'intensité de la transition $E2$ entre les niveaux $7_1^- \rightarrow 5_1^-$ est comparable à celle de la transition collective $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et l'accord avec les valeurs théoriques peut être considéré comme très satisfaisant (figure III. 6). On explique l'accélération de la transition $E2 (7_1^- \rightarrow 5_1^-)$ en remarquant que le niveau 5_1^- provient essentiellement du couplage entre deux états de trou et l'état fondamental du coeur à zéro phonon tandis que le niveau 7_1^- provient du couplage de ces mêmes états de trou avec l'état 2^+ à un phonon (voir tableau XIII). Cette transition correspond donc essentiellement à une désexcitation du coeur.

Isotopes		^{194}Hg	^{196}Hg	^{198}Hg	^{200}Hg	
$\tau(6^-, 7^-)$ (ns)		$5.40^{+}_{-} 0.16^*$	$7.52^{+}_{-} 0.23^*$	$10.6^{+}_{-} 0.5$	$1.54^{+}_{-} 0.06^*$	
$B_{\text{exp}}(\text{E2} ; 6^-, 7^- \rightarrow 4^-, 5^-)$		$2100^{+}_{-} 70$	$2000^{+}_{-} 70$	$1780^{+}_{-} 100$	$1750^{+}_{-} 90$	
$B(\text{E2})$ théoriques	$6^- \rightarrow 5^-$	$\left\{ \begin{array}{l} e \\ 2e \end{array} \right.$	90	82	56	61
			92	83	58	64
	$7^- \rightarrow 5^-$	$\left\{ \begin{array}{l} e \\ 2e \end{array} \right.$	2067	1874	1296	1074
			2092	1898	1316	1119

TABEAU XII - Valeurs expérimentales et théoriques des probabilités réduites de transition électrique quadrupolaire entre les niveaux à parité négative. Les valeurs notées avec un astérisque, sont dues à des mesures de H. Ton et al. (Ton H 70). Les valeurs théoriques sont normalisées sur les probabilités réduites $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ de l'isotope correspondant sauf dans le cas de ^{194}Hg pour lequel nous avons pris la valeur $3200 \text{ e}^2\text{fm}^4$, estimée d'après l'évolution moyenne observée dans les isotopes pairs voisins. Les probabilités réduites sont exprimées en unités e^2fm^4 . Les valeurs théoriques ont été calculées avec comme paramètre de couplage $a = 0.8 \text{ MeV}$ pour $^{194}, ^{196}, ^{198}\text{Hg}$ et $a = 0.5 \text{ MeV}$ pour ^{200}Hg .

Niveau 5_1^-	Niveau 7_1^-
$0.65 \left \left[(s_{1/2} h_{11/2})^{-1} 5, 00 \right] 5 > \right.$	$0.32 \left \left[(s_{1/2} h_{11/2})^{-1} 5, 12 \right] 7 > \right.$
$0.32 \left \left[(d_{3/2} h_{11/2})^{-1} 5, 00 \right] 5 > \right.$	$0.19 \left \left[(d_{3/2} h_{11/2})^{-1} 5, 12 \right] 7 > \right.$
$0.30 \left \left[(d_{3/2} h_{11/2})^{-1} 7, 12 \right] 5 > \right.$	$0.67 \left \left[(d_{3/2} h_{11/2})^{-1} 7, 00 \right] 7 > \right.$
$0.17 \left \left[(d_{3/2} h_{11/2})^{-1} 7, 22 \right] 5 > \right.$	$0.48 \left \left[(d_{3/2} h_{11/2})^{-1} 7, 12 \right] 7 > \right.$
$0.11 \left \left[(d_{3/2} h_{11/2})^{-1} 7, 24 \right] 5 > \right.$	

TABEAU XIII - Composantes principales des fonctions d'onde des niveaux 5_1^- et 7_1^- . Les amplitudes données ici correspondent à un paramètre de couplage $a = 0.5 \text{ MeV}$

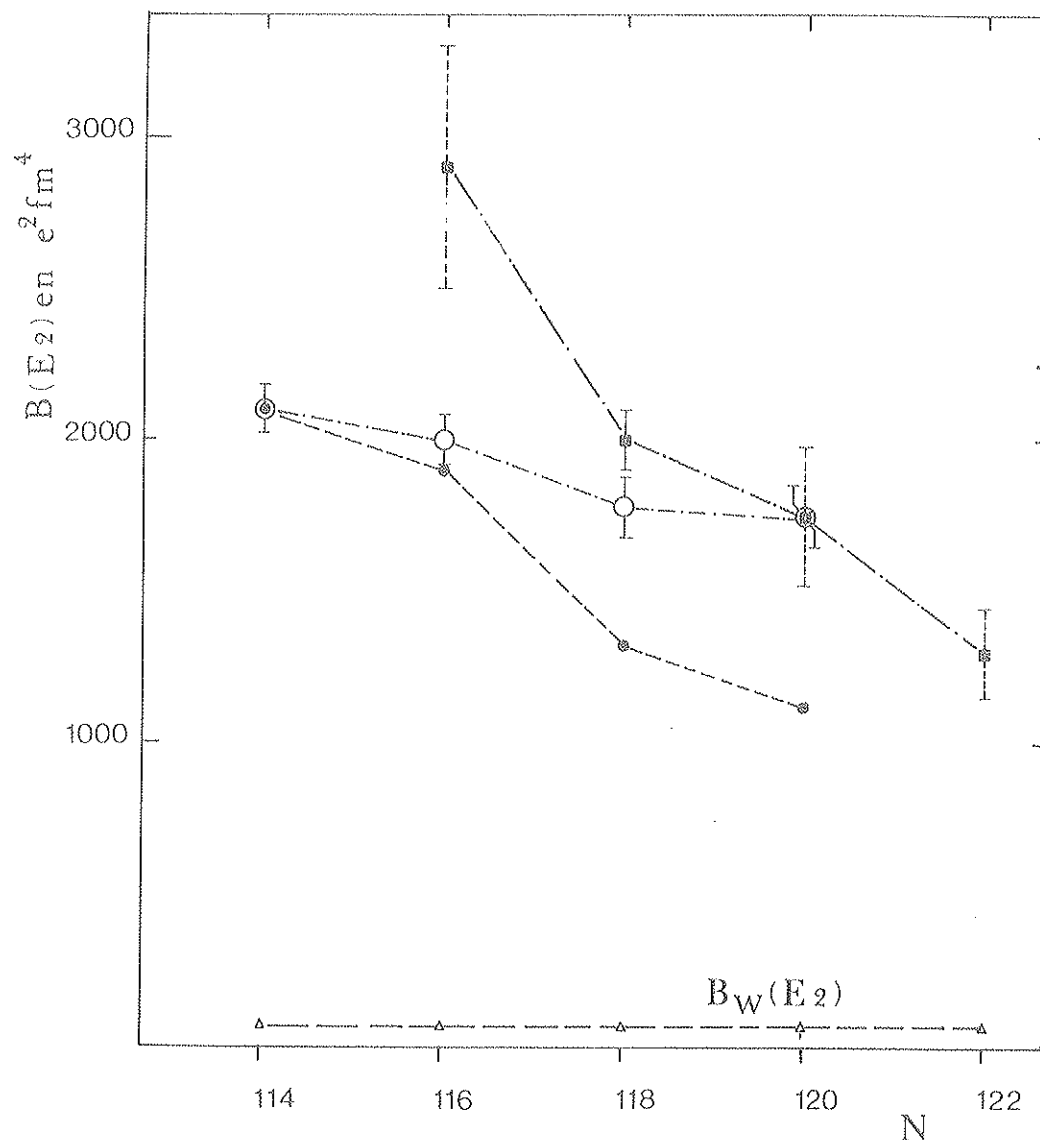


FIGURE III.6 - Probabilités réduites de transition E2 expérimentales $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ ■ et $B(E2; 6^-, 7^- \rightarrow 5^-, 4^-)$ ○ comparées aux probabilités réduites de Weisskopf $B_W(E2)$ Δ et aux valeurs de $B(E2; 7^- \rightarrow 5^-)$ * calculées d'après notre modèle, pour $e_{ff} = 2e$.

Dans le tableau XIV nous donnons les probabilités réduites expérimentales $B(E1)$ et $B(M2)$ relatives à la transition $5_1^- \rightarrow 4_1^+$, ainsi que les facteurs d'interdiction correspondants. Le ralentissement très important observé pour ces transitions a été interprété par G. Alaga comme une interdiction de type K entre deux quasi-bandes. Pour notre part, nous pensons que l'introduction dans la fonction d'onde des niveaux 5_1^- et 4_1^+ d'une faible composante $1g_{9/2}$ pourrait expliquer l'existence de cette transition dans le cadre de notre modèle. Néanmoins, s'il faut tenir compte de configurations aussi profondes ($\Delta_{9/2} \approx 8$ MeV) alors on doit également faire intervenir les états d'excitation du coeur à 4, 5 ... phonons ; ceci conduirait à diagonaliser des matrices de rang très élevé (2000 x 2000).

Notons que dans les isotopes pairs de plomb déficients en neutrons, l'accélération des transitions E2 et le ralentissement des transitions E1 viennent d'être observés expérimentalement par M. Pautrat (Pau M 72). L'auteur rend compte de ces propriétés de façon satisfaisante en traitant les isotopes de plomb comme des systèmes de quasi-particules

en interaction mettant en jeu les neutrons de la couche $82 \leq N \leq 126$. Les meilleurs résultats sont obtenus en introduisant une interaction delta de surface comme cela avait été fait antérieurement par A. Plastino et al. (Pla A 66). Nous verrons dans la suite que les excitations de neutrons ne sont pas exclues dans les isotopes de mercure mais, à basse énergie, les états de protons (en trous de particules et non de quasi-particules) sont prépondérants.

Isotope	^{194}Hg	^{196}Hg	^{198}Hg	^{200}Hg
$\tau_{ps} (4^-, 5^-)$	$\leq 215^*$	$800 \pm 25^*$	89 ± 15	$\leq 1150^*$
$\delta (4^-, 5^- \rightarrow 4^+)$		< 0.14	0.002	
$B(E1; 4^- 5^- \rightarrow 4^+)$ $e^2 \text{fm}^2$	$\geq 0.69 \cdot 10^{-5}$	$(0.23 \pm 0.07) \cdot 10^{-5}$	$(0.35 \pm 0.06) \cdot 10^{-4}$	$0.12 \cdot 10^{-5}$
$F(E1)$	$\leq 2 \cdot 10^6$	10^5	$0.6 \cdot 10^5$	$\leq 2 \cdot 10^6$
$B_{\text{exp}}(M2; 4^- 5^- \rightarrow 4^+)$ $\mu_N^2 \text{fm}^2$		< 23	0.047 ± 0.022	
$F(M2)$		> 2	$1.2 \cdot 10^3$	

TABLEAU XIV - Valeurs expérimentales des probabilités réduites de transition $B(E1)$ et $B(M2)$. Les valeurs notées avec un astérisque sont dues à des mesures de H. Ton et al. (Ton H 70). Pour les isotopes ^{196}Hg et ^{198}Hg , les valeurs du paramètre de mélange $\delta(M2/E1)$ sont tirées de nos mesures. Les facteurs $F(E1)$ et $F(M2)$ sont les facteurs d'interdiction des transitions correspondantes par rapport à l'estimation de Weisskopf $B_w(E1)$ et $B_w(M2)$.

Pour calculer les probabilités réduites des transitions dipolaires magnétiques $M1$, le facteur g_ℓ étant égal à 1 (cas du proton) nous avons fixé le facteur gyromagnétique effectif de spin du proton à la valeur $0.7 g_s = 3.9$.

Pour fixer la valeur de g_s^{eff} nous avons recherché le meilleur accord avec les moments magnétiques expérimentaux des isotopes impairs voisins de Tl, en prenant comme facteur gyromagnétique du coeur $g_R = 0$, comme cela a été fait par G. Alaga (Ala G 69).

Pour le niveau 2_1^+ des isotopes pairs que nous avons étudiés, en prenant $g_R = 0$ et $g_s^{\text{eff}} = 3.9$, le calcul conduit à des valeurs du facteur g comprises entre 0.25 et 0.45 quand le couplage passe de 0.8 à 0.5 MeV. Ces valeurs sont comparables aux facteurs g expérimentaux mesurés ($0.4 \leq g_{\text{exp}}(2_1^+) \leq 0.6$) (Kal R 69, Kor H 64).

Le choix de g_R est certainement discutable, il serait sans doute plus réaliste de prendre $g_R = Z/A$, néanmoins, notons que g_R n'affecte pas les probabilités réduites $B(M1)$.

Comparons les rapports de mélange $E2/M1$ théoriques et expérimentaux pour les transitions $2_2 \rightarrow 2_1$ et $2_3 \rightarrow 2_1$ (tableau XV). L'accord obtenu est satisfaisant dans l'ensemble.

Isotope		^{196}Hg	^{198}Hg	^{200}Hg	^{202}Hg
$\delta^2(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	Expérimental	$1.2 \begin{smallmatrix} +0.9 \\ -0.5 \end{smallmatrix}$	$1.2 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.2$	$3 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 1$	$0.8 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.2$
	Théorique $\begin{cases} e \\ 2e \end{cases}$	$\begin{matrix} 1.05 \\ 0.86 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0.86 \\ 0.66 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0.60 \\ 0.51 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0.15 \\ 0.12 \end{matrix}$
$\delta^2(2_3^+ \rightarrow 2_1^+)$	Expérimental		$0.05 \leq \delta^2 \leq 0.08$	≈ 0.08	
	Théorique $\begin{cases} e \\ 2e \end{cases}$		$\begin{matrix} 0.79 \cdot 10^{-3} \\ 0.15 \cdot 10^{-3} \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0.82 \cdot 10^{-3} \\ 0.13 \cdot 10^{-3} \end{matrix}$	

TABLEAU XV Rapports de mélange $\delta^2(E2/M1)$ expérimentaux et théoriques des transitions $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ et $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$. Le paramètre de couplage a vaut 0.8 MeV pour ^{196}Hg , ^{198}Hg et $a = 0.5$ MeV pour ^{200}Hg et ^{202}Hg . Dans les deux cas, g_s^{eff} est pris égal à $0.7 g_s = 3.9$ pour calculer les probabilités réduites de transitions dipolaires magnétiques $B(M1)$.

Notre modèle théorique ne permet pas d'interpréter les transitions électriques monopolaires $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$ observées. Néanmoins, des calculs phénoménologiques simples ont permis de relier le rapport $X(0_2^+)$ défini au paragraphe 1.3.2, à la déformation à l'équilibre β du noyau (Ras J 60, Rei A 61). D'après J. O. Rasmussen, les vibrations d'un ellipsoïde de révolution uniformément chargé donnent naissance à ces transitions $E 0$ et l'auteur propose la relation suivante entre $X(0_2^+)$ et β (Ras J 60).

$$X(0_2^+) = 4\beta^2$$

Pour les isotopes ^{196}Hg et ^{198}Hg , les valeurs expérimentales de $X(0_2^+)$ sont respectivement 0.2 et 0.3 et ces valeurs conduisent aux déformations suivantes :

$$\beta(196) \approx 0.22 \quad \text{et} \quad \beta(198) \approx 0.27$$

Ces valeurs sont nettement plus grandes que celles calculées à partir des probabilités réduites $B(E 2 ; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ données au tableau X qui conduisent à :

$$\beta(196) = 0.13 \quad \text{et} \quad \beta(198) = 0.11$$

Il est clair qu'un modèle aussi simple peut difficilement rendre compte des propriétés des niveaux 0_2^+ observés dans les noyaux mous et seul, le développement des théories microscopiques doit conduire à une meilleure compréhension des excitations mises en jeu.

III. 4. 4. - Conclusions relatives à notre interprétation

Le modèle semi-microscopique que nous avons développé et utilisé pour l'interprétation de nos résultats expérimentaux a permis de rendre compte de façon satisfaisante de la "grosse structure" des niveaux excités à basse énergie ($E \lesssim 2$ MeV) des isotopes de mercure étudiés. Nous pouvons mettre à l'actif de cette interprétation les points suivants :

- Les schémas de niveaux expérimentaux sont bien reproduits avec $a = 0.5 - 0.8$ MeV. Le calcul permet en particulier de donner la position et surtout l'ordre des spins du triplet "pseudo-vibrationnel". Il prédit également les premiers niveaux à parité négative à la bonne énergie.
- L'accord obtenu pour les rapports de probabilités de transition $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)/B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ est très satisfaisant ainsi que celui concernant le rapport de mélange E2/M1 de la transition de stop-over ($2_2^+ \rightarrow 2_1^+$)
- L'accélération importante (≈ 25 u. W) des transitions E2 entre les niveaux 7^- et 5^- a pu être calculée théoriquement et l'accord entre théorie et expérience est particulièrement bon.
- Notons également que le deuxième groupe de niveaux à parité négative prédit par le modèle vers 2.5 MeV vient d'être mis en évidence expérimentalement dans l'isotope ^{194}Hg par B. Amov (Amo B 73).

Cependant, le modèle n'a pas permis de rendre compte des transitions $E0(0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ et des transitions (E1 + M2) entre les niveaux 5_1^- et 4_1^+ . En ce qui concerne les transitions électriques dipolaires E1, seuls des calculs plus raffinés faisant intervenir les couches plus profondes ($g_{9/2}$) permettront de les expliquer.

Dans les isotopes plus déficients ($^{192,194}\text{Hg}$) on a observé expérimentalement un niveau 6^+ vers 1800 keV dont le modèle ne peut rendre compte à une énergie aussi basse (Pet R 68) (seule la configuration $(h_{11/2})^{-2}$ peut donner naissance à ce niveau vers 2.5 MeV).

Une étude comparative des isotones 116 et 118 de Pt, Hg et Pb a montré que l'accélération des transitions E2 entre les niveaux à parité négative décroît de façon comparable aux transitions E2 entre le niveau 2_1^+ et le fondamental 0^+ quand on ajoute des paires de protons (Kri K 72). Cette diminution du facteur d'accélération apparaît également dans les noyaux pairs de mercure quand N augmente et c'est pour cela qu'on ne peut exclure que les configurations de neutrons non appariés jouent un rôle dans ces isotopes. La poursuite de ce travail vers les isotopes plus déficients ($A < 196$) apparaît comme indispensable et alors notre interprétation devra être sans doute revue.

Récemment E. W. Otten et al. en mesurant à ISOLDE le déplacement isotopique de la transition optique $(6s\ 6p)^3P_1 \rightarrow (6s^2)^1S_0$ ($\lambda = 2537 \text{ \AA}$ dans ^{204}Hg) ont montré que les isotopes ^{183}Hg et ^{185}Hg présentaient une déformation moyenne β_2 valant respectivement 0.25 et 0.23, c'est-à-dire beaucoup plus importante que dans les isotopes plus lourds. La déformation moyenne β_2 responsable du déplacement isotopique est en fait composée d'une partie statique β_{2s} et d'une partie dynamique $\beta_2(t)$ due aux vibrations. Ces trois grandeurs sont reliées par la formule :

$$\langle \beta_2^2 \rangle = \beta_{2s}^2 + \langle \beta_2^2(t) \rangle$$

Tout récemment, A. Faessler et al. ont calculé les surfaces d'énergie de déformation $V(\beta, \gamma)$ pour les isotopes de Hg et expliquent les résultats de déplacement isotopique par l'effet du changement de signe de la déformation (Fae A 72).

Ils montrent en particulier que la déformation quadrupolaire statique β_{2s} est responsable en grande partie des phénomènes observés par O. W. Otten et al. (Bon J 73).

La figure III, 7 montre comment les courbes d'énergie de déformation sont modifiées lorsque le nombre de neutrons diminue. Partant du noyau sphérique ^{204}Hg , la déformation négative augmente légèrement quand N diminue pour atteindre une zone ($N \approx 104$) où la forme d'équilibre est obtenue pour une déformation positive relativement grande ($\beta_2 \approx +0.3$).

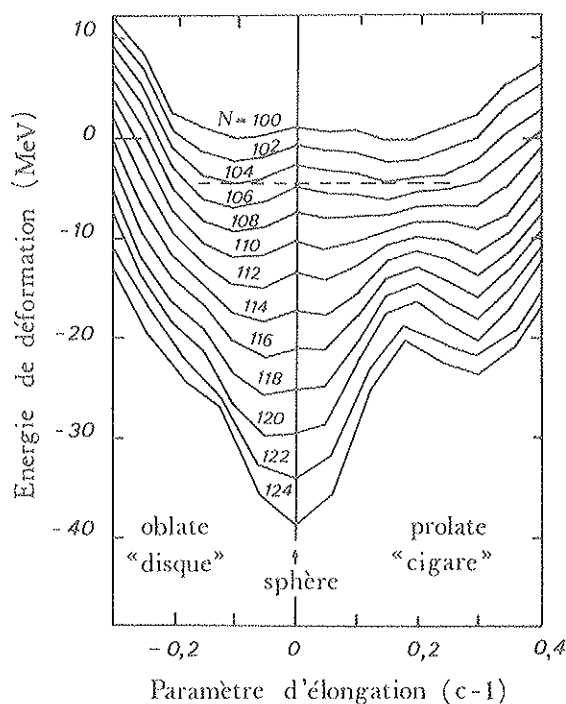


FIGURE III. 7 - Energie de déformation calculée par A. Faessler et al. pour les isotopes de mercure et représentée ici en fonction du paramètre $(c-1)$ qui est à peu près égal au paramètre de déformation statique β_{2s} (Fae A 72). Les courbes sont traduites verticalement de la valeur $(100-N)\text{MeV}$.

Ce brusque changement de forme "disque-cigare" quand A passe de 186 à 182 suscite un vif intérêt parmi les physiciens puisque l'on s'attend à ce que l'isotope ^{184}Hg qui se trouve au coeur de cette zone de transition de forme, soit sphérique.

Le changement de signe de la déformation a été observé expérimentalement dans les isotopes voisins de Pt et Os par D. Cline à la suite des mesures de moments quadropolaires (Cli D 69). Ces résultats ont été corroborés par les mesures du groupe français à ISOLDE (Joh A 71, Hus J 72).

Ces zones de transitions de phase ont été expliquées théoriquement, voire même prévues dans certains cas par K. Kumar et al. (Kum K 68), Gneuss et al. (Gne G 69).

C O N C L U S I O N

Cette étude de spectroscopie nucléaire contribue à compléter la connaissance des schémas de niveaux à basse énergie d'excitation des noyaux $^{196, 198, 200, 202}\text{Hg}$ et permet de suivre l'évolution de quelques caractéristiques essentielles en fonction du nombre de neutrons.

L'utilisation de méthodes spectroscopiques classiques, rendues plus précises par l'emploi des détecteurs à semiconducteurs, nous a permis de déterminer les énergies, intensités et dans de nombreux cas, la nature des transitions observées dans les spectres gamma et électrons de sources de $^{196, 198, 200, 202}\text{Tl}$ qui, par décroissance ($\alpha + \beta^+$) peuplent les niveaux des isotopes étudiés.

Des mesures de corrélations angulaires $\gamma - \gamma$ ont conduit à la détermination d'un grand nombre de spins et paramètres de mélange.

Nous avons mis en évidence le facteur d'accélération important (≈ 25) des transitions E2 entre les niveaux à parité négative ainsi que le ralentissement ($\approx 10^5$) des transitions E1 ($5^- \rightarrow 4^+$) en déterminant par la méthode des coïncidences retardées, les durées de vie des niveaux 7^- et 5^- dans l'isotope ^{198}Hg .

Pour une meilleure connaissance de la forme des noyaux de mercure, il est indispensable de connaître en particulier l'évolution du niveau 0_2^+ ainsi que la différence d'énergie $E_{22}^+ - E_{41}^+$. Nous envisageons donc de continuer l'étude spectroscopique sur les isotopes plus déficients en neutrons en utilisant les possibilités du séparateur en ligne ISOLDE, après la transformation du synchrocyclotron du CERN.

Il serait en outre souhaitable d'étudier les réactions nucléaires du type $^A\text{Hg}(p, t)^{A-2}\text{Hg}$ ou $^A\text{Hg}(p, p')^A\text{Hg}$ qui favorisent l'excitation des niveaux 0^+ ; elles devraient permettre en particulier de préciser si le niveau 0^+ que nous avons observé dans les isotopes de masse 196 et 198 est le deuxième ou le troisième.

Notre interprétation dans le cadre d'un modèle de couplage intermédiaire a montré que la plupart des propriétés des niveaux de basse énergie étaient bien reproduites par un vibreur couplé à deux trous de protons en interaction. Dans les calculs nous avons tenu compte des états d'excitation du coeur jusqu'à 3 phonons avec les configurations $(3s_{1/2})^{-1}$; $(2d_{3/2})^{-1}$ et $(1h_{11/2})^{-1}$.

Notons que ce modèle prévoit un moment quadrupolaire de $+0,8$ barn environ pour le niveau 2_1^+ alors que jusqu'ici, les noyaux de mercure pairs étaient considérés comme sphériques.

Même si l'on admet que le modèle peut être amélioré par l'introduction des excitations de neutrons par exemple, la fonction d'onde du premier niveau excité ne sera certainement que peu affectée; en conséquence, des mesures de moments quadrupolaires doivent être tentées sur ces isotopes.

BIBLIOGRAPHIE

- Ais E 69 E. Y. De Aisenberg, M. L. Perez et J. F. Suarez
Nucl. Phys., A 133, (1969), 81
- Ala G 69 G. Alaga
Ecole Internationale de Physique, Varenne 1969
Academic Press, New-York
- Alv R 69 R. N. Alves, J. M. Kuchly, J. Julien, C. Samour, J. Morgenstern
Nucl. Phys., A 135, (1969), 241
- Amo B 73 B. Amov et al.
Communication privée
- Arv R 60 R. Arvieu, M. Veneroni
C. R. A. S., 250, (1960), 992
- Aub R 71 R. L. Auble
Nuclear Data, B 5, (1971), 581
- Bar G 67 G. A. Bartholomew, S. I. H. Naqvi, M. R. Gunye, E. D. Earle
Can. J. Phys., 45, (1967), 1517
- Bau A 69 A. Baudry
Thèse Doct. ès-Sciences Phys., Grenoble, (Juin 1969)
- Bel D 70 D. A. Bell, C. E. Aveledo, M. G. Davidson, J. P. Davidson
Can. J. Phys., 48, (1970) 2542
- Ber R 67 R. Béraud
Thèse Doct. 3ème cycle, Phys. Nucl., Lyon, (Juin 1967)
- Ber R 68 R. Béraud, I. Berkes, J. Danière, B. Escudié, M. Lévy, G. Marest,
R. Rougny
Nucl. Instr. Meth., 60, (1968), 219
- Ber R 69 R. Béraud, I. Berkes, J. Danière, R. Haroutunian, M. Lévy, G. Marest,
R. Rougny
Phys. Rev., 188, (1969), 1958
- Boh A 53 A. Bohr, B. R. Mottelson
Dan. Mat. Fys. Medd., 27, No 16, (1953)
- Boh A 69 A. Bohr, B. R. Mottelson
Nuclear Structure (Vol. 1, p. 381)
Benjamin Inc., New York, 1969)
- Bon J 73 J. Bonn, G. Huber, H. J. Kluge, L. Kugler, E. W. Otten
Phys. Lett., (à paraître)
- Bri D 65 D. M. Brink, A. F. R. De Toledo Piza, A. K. Kerman
Phys. Lett., 19, (1965), 413

- Cho D 54 D. C. Chouhury
Dan. Mat. Fys. Medd., 28, No 4, . . .
- Chu E 56 E. L. Church, J. Weneser
Phys. Rev., 103, (1956), 1035
- Cli D 69 D. Cline
Rapport No UR-NSRL-22, (1969) (1 . . . bester)
- Col C 58 C. F. Coleman
Nucl. Phys., 5, (1958), 495
- Cov A 67a A. Covello, G. Sartoris
Nucl. Phys., A 104, (1967), 189
- Cov A 67b A. Covello, G. Sartoris
Nucl. Phys., A 93, (1967), 481
- Cov A 70 A. Covello, G. Sartoris
Nucl. Phys., A 149, (1970), 41
- Cun J 72 J. C. Cunnane, R. Hochel, S. W. Yates, P. J. Daly
Nucl. Phys., A 196, (1972), 593
- Dav A. 58 A. S. Davydov, G. F. Filippov
Nucl. Phys., 8, (1958), 237
- Dav A 61 A. S. Davydov, A. A. Chaban
Nucl. Phys., 24, (1961), 682
- Dav J 68 J. P. Davidson
Collective Models of the Nucleus
Academic Press, New-York, (1968)
- Day P 64 P. P. Day, C. A. Mallman
Rapport Argonne National Laboratory, No ANL-6184, (1964)
- Deb T 63 T. J. De Boer, E. W. Ten Napel, J. Block
Physica, 29, (1963), 1013
- Dem G 59 G. R. De Mille, T. M. Kavanagh, R. B. Moore, R. S. Weaver, W. White
Can. J. Phys., 37, (1959), 1036
- Dia R 64 R. M. Diamond, F. S. Stephens, W. J. Swiatecki
Phys. Lett., 11, (1964), 315
- Duf R 70 R. DUFFAIT
Thèse Doct. Spéc. 3ème cycle, Phys. Nucl., Lyon, (1970)
- Dul G 70 G. H. Dulfer, H. Ton, M. E. J. Wigmans, H. Verheul
Nucl. Phys., A 153, (1970), 121
- Fae A 72 A. Faessler, U. Götz, B. Slavov, T. Ledergerber
Phys. Lett., 39 B, (1972), 579
- Fen T 70 T. Fenyés, I. Mahunka, Z. Máte, A. Piotrowski, L. Trón, H. Tyrroff,
J. Vándlik, N. G. Zaitseva
Intern. Conference on the Properties of Nuclei far from the region of beta
stability, Sept. 1970, Vol. 2, p. 1081
Rapport CERN-70/30 (Nov. 1970)

- Fer A 65 A. J. Ferguson
Angular correlation methods in gamma-ray spectroscopy
North-Holland Publ., Amsterdam, (1965)
- Gne G 69 G. Gneuss, U. Mosel, W. Greiner
Phys. Lett., 30 B, (1969), 397
- Gro L 63 L. V. Groshev, A. M. Demidov, V. A. Ivanov, V. N. Lutsenko, V. I. Pelekhov
Bull. Acad. Sci. URSS, 27, (1963), 1377
- Hag R 69 R. S. Hager, E. C. Seltzer
Nucl. Data Tables, A 6, (1969), 1
- Hat J 71 J. Hattula, H. Helppi, J. Kantele
Z. Physik, 241, (1971), 117
- Hin S 65 S. Hinds, R. Middleton, J. H. Bjerregaard, O. Hansen, O. Nathan
Phys. Lett., 17, (1965), 302
- Hop P 69 P. K. Hopke, R. A. Naumann, E. H. Spejewski
Phys. Rev., 177, (1969), 1802
- Hus J 72 J. P. Husson
Thèse Doct. ès-Sciences Phys., Univ. Paris-VI, (Déc. 1972)
- Ial G 66 G. Ialongo
Ph. D. Thesis, Univ. of New-York, (1966)
- Ina T 72 T. Inamura, Y. Tendow, S. Nagamiya, A. Hashizume
J. Phys. Soc. Jap., 32, (1972), 1163
- Joh A 71 A. Johnson
Thèse Doct ès-Sciences Phys., Univ. Paris, (Juin 1971)
- Jun B 60 B. Jung, G. Anderson
Nucl. Phys., 15, (1960), 108
- Kal R 69 R. Kalish, R. R. Borchers, H. W. Kugel
Electromagnetic properties of the first 2^+ states of the even Hg isotopes
Rapport du Massachussetts Inst. of Technology, Cambridge, (1969)
- Kis L 60 L. S. Kisslinger, R. A. Sorensen
Dan Mat. Fys. Medd., 32, No 9, (1960)
- Kis L 63 L. S. Kisslinger, R. A. Sorensen
Rev. Mod. Phys., 35, (1963), 853
- Kom T 71 T. Komppa, A. Pakkanen, J. Kantele
Nucl. Phys., A 163, (1971), 513
- Kor H 64 H. J. Körner, K. Auerbach, J. Braunsfurth, V. Ortabasi, J. Heisenberg
Communication présentée au Congrès International de Physique Nucléaire,
Paris, 1964 - vol. 2, p. 481
C. N. R. S., Paris, (1964)

- Kri K 72 K. Krien, E. H. Spejewski, R. A. Naumann, H. Hübel
Phys. Rev., C 5, (1972), 1751
- Kum K 68 K. Kumar, M. Baranger
Nucl. Phys., A 110, (1968), 490
Nucl. Phys., A 110, (1968), 529
Nucl. Phys., A 122, (1968), 241
Nucl. Phys., A 122, (1968), 273
- Lan F 70 F. M. Lanzaflame, M. Blann
Nucl. Phys., A 142, (1970), 545
- Led CM 67 C. M. Lederer, J. M. Hollander, I. Perlman
Table of isotopes
Wiley & Sons, New-York, 6th ed., (1967)
- Lev M 67 M. Lévy
Thèse Doc. 3ème cycle, Phys. Nucl., Lyon, (Déc. 1967)
- Lin T 57 T. Lindqvist
Ark. för Fysik, 12, (1957), 495
- Lob K 69 K. E. G. Löbner, D. Rabenstein, O. W. B. Schult
Zeit. Physik, 226, (1969), 13
- Mai B 65 B. P. Maier, U. Gruber, H. R. Koch, O. W. B. Schult
Zeit. Physik, 185, (1965), 478
- Mam W 71 W. Mampe, T. Von Egidy, W. Kaiser, K. Schreckenbach
Zeit. Physik, 26a, (1971), 405
- Mar J 68 J. B. Marion
Nucl. Data, A 4, (1968), 301
- Mar G 69 G. Marest
Thèse Doct. ès-Sciences Phys., Lyon, (Déc. 1969)
- Mey M 70 M. Meyer
Communication présentée à l'Ecole d'Eté de Physique Nucléaire,
Herceg-Novi, Yougoslavie, Août 1970
- Mey M 71 M. Meyer, R. Beraud, I. Berkes, R. Rougny, A. Troncy
Communication présentée à la "Conference on Nuclear and Particle Physics"
Oxford, Sept. 1971
- Mos S 65 S. A. Moszkowski
Alpha-beta-and gamma ray-spectroscopy - (vol. 2, p. 863)
North-Holland Publ., Amsterdam, (1965) (K. Siegbahn, éditeur)
- Nie O 72 O. B. Nielsen et al.
Communication privée
- NoB V 62 B. Van Nooijen, H. Van Krugten, W. J. Wieseahn, A. H. Wapstra
Nucl. Phys., 31, (1962), 406
- Ors 71 Comptes-Rendus du Colloque sur les Noyaux de Transition, Orsay
(Juillet 1971)

- Pak A 70 A. Pakkanen, W.B. Walters
Communication présentée à "The Nuclear Structure Symposium of the Thousand Lakes", Joutsa, Finlande, Août 1970
- Pak A 71 A. Pakkanen
Nucl. Phys., A 172, (1971), 193
- Pak A 72 A. Pakkanen, T. Komppa, H. Helppi
Nucl. Phys., A 184, (1972), 157
- Pau M 72 M. Pautrat
Thèse Doct. ès-Sciences Phys., Univ. Paris-Sud, (Orsay, 1972)
- Pet R 68 R. F. Petry, R. A. Naumann, J. S. Evans
Phys. Rev., 174, (1968), 1441
- Pla A 66 A. Plastino, R. Arvieu, S. A. Moszkowski
Phys. Rev., 145, (1966), 837
- Ram A 71 A. V. Ramayya, J. H. Hamilton, P. E. Little, E. Collins, J. J. Pinajian
Rapport ORNL-4619, Avril 1971
- Ras J 60 J. O. Rasmussen
Nucl. Phys., 19, (1960), 85
- Rei A 61 A. S. Reiner
Nucl. Phys., 27, (1961), 115
- Ros H 66 H. J. Rose, D. M. Brink
Rev. Mod Phys., 39, (1967), 306
- Rot M. 69 M. Rotenberg, R. Bivins, N. Metropolis, J. Wooten
The 3-j and 6-j symbols
The Technology Press, M. I. T., Cambridge, Mass, (1959)
- Rou R 71 R. Rougny, A. Troncy, I. Berkes, R. Béraud, S. Morier, R. Haroutunian, G. Marest
Nucl. Instr. Meth., 95, (1971), 333
- Sak M 64a M. Sakai, H. Ikegami, T. Yamazaki, M. Nozawa
Communication présentée au "Congrès International de Physique Nucléaire, Paris, 1964 - (vol. 2, p. 505)
Editions du C. N. R. S., Paris, (1964)
- Sak M 64b M. Sakai, M. Nozawa, H. Ikegami, T. Yamazaki
Nucl. Phys., 53, (1964), 529
- Sak M 64c M. Sakai, T. Yamazaki, H. Ejiri
Nucl. Phys., 74, (1965), 81
- Sak M 65 M. Sakai, H. Ikegami, T. Yamazaki, K. Saito
Nucl. Phys., 65, (1965), 177
- Sak K 68 K. Sakai, P. J. Daly
Nucl. Phys., A 118, (1968), 361
- Sak M 69 M. Sakai
J. Phys. Soc. Japan, 26, (1969), 879
- Sak M 70 M. Sakai, H. Kawakami, K. Saito
J. Phys. Soc. Japan, 28, (1970), 542

- Sch G 55 G. Scharff-Goldhaber, J. Weneser
Phys. Rev., 98, (1955), 212
- Sch M 72 M. R. Schmorak
Nucl. Data, B 7, (1972), 395
- Sch O 67 O. W. B. Schult, W. R. Kane, M. A. J. Mariscotti, J. M. Simic
Phys. Rev., 164, (1967), 1548
- Seg R 64 R. E. Segel, R. K. Smither, R. T. Carpenter
Phys. Rev., B 133, (1964), 583
- Ste R 69 R. M. Steffen
Angular distribution of conversion electrons
Communication présentée à la Conférence on Radioactivity in Nuclear Spectroscopy", Nashville, (USA), Août 1969
Gordon & Breach, New-York, (1971)
- Ste R 71 R. M. Steffen
Communication présentée à "Angular correlation in Nuclear Disintegration"
Delft, Août 1970,
Rotterdam University Press, Wolters-Noordhoff, Groningen, Pays-Bas
- Tay H 71 H. W. Taylor, B. Singh, F. S. Prato, R. Mc Pherson,
Nucl. Data Tables, A 9, (1971), 1
- Ton H 70 H. Ton, G. H. Dulfer, J. Brasz, R. Kroondijk, J. Block
Nucl. Phys., A 153, (1970), 129
- Tro A 71 A. Troncy
Thèse Doct. Spéc. 3ème cycle, Phys. Nucl., Lyon, (1971)
- Vin D 66 D. Vinciguerra, K. Kotajima, R. E. Van der Vijver
Nucl. Phys., 77, (1966), 337
- Wes H 59 H. I. West, Jr.
Rapport UCRL-5451, (1959)
- Win W 68 W. G. Winn, D. G. Sarantites
Nucl. Instr. Meth., 66, (1968), 61


REMERCIEMENTS

Pour le soutien moral, intellectuel et matériel, il m'est agréable de remercier :

- Monsieur le Professeur A. SARAZIN, Président de l'U. E. R. de Physique Nucléaire de l'Université Claude Bernard, qui a toujours manifesté un intérêt bienveillant pour mes travaux,
- Monsieur le Professeur R. ARVIEU, de l'Université de Paris-Sud pour l'intérêt qu'il a porté à cette étude. Je lui suis particulièrement reconnaissant d'avoir accepté de participer à ce Jury de Thèse,
- Monsieur P. G. HANSEN, Professeur à l'Université d'Aarhus (Danemark) et Chef du Groupe ISOLDE au CERN, dont les conseils et discussions m'ont beaucoup aidé. Je le remercie vivement d'avoir eu l'amabilité de prendre sur son temps pour venir juger l'exposé de ce mémoire,
- Monsieur I. BERKES, Professeur à l'Université Claude Bernard, qui m'a constamment guidé au cours de la réalisation de ce travail par ses conseils et ses critiques, me faisant bénéficier de sa grande expérience ; je lui en suis très vivement reconnaissant,
- Monsieur R. ROUGNY, Maître-Assistant à l'Université Claude Bernard, qui s'est constamment intéressé à ce travail et m'a fait profiter de sa haute compétence dans les mesures de vies moyennes,
- Madame M. MEYER, pour les nombreuses discussions et son aide dans la réalisation des calculs théoriques se rapportant à cette étude,
- Mes camarades J. DANIERE, R. HAROUTUNIAN, G. LHERSONNEAU, G. MAREST et A. TRONCY pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans la réalisation d'un grand nombre d'expériences et d'évaluations de longue haleine,
- Monsieur S. MORIER dont la compétence en électronique et la complaisance nous sont devenues indispensables,
- Monsieur le Professeur O. B. NIELSEN de l'Université de Copenhague qui nous a donné la possibilité d'effectuer des expériences au CERN au cours des tests de sources sur ISOLDE,
- Monsieur A. KNIPPER, Madame C. SERRE et les membres de l'équipe R. FOUCHER à ISOLDE pour leur collaboration dans les mesures effectuées au CERN,
- Monsieur L. VIDAL, Ingénieur-Chimiste, qui a préparé nos sources toujours avec compétence et amabilité,
- Monsieur le Professeur R. CHERY, Messieurs A. BAUDRY, A. CHARVET et R. DUFFAIT pour l'aide et les conseils qu'ils m'ont donnés au cours des mesures d'électrons de conversion,
- Madame C. MARTIN et Mademoiselle J. ROCHE pour la frappe de cette thèse ainsi que Monsieur Z. HERNAUS pour la réalisation des figures.

J'associe à ces remerciements, les chercheurs et techniciens du laboratoire, qui à des titres divers, m'ont aidé avec compétence et gentillesse jusqu'à l'édition de ce mémoire.

Vu :
les Membres du Jury


A. SARAZIN





Vu et Approuvé :
le Directeur de l'U.E.R.
de Physique Nucléaire.


A. SARAZIN

Vu et accordé le Permis d'Imprimer
Lyon, le 12 février 1973

le Président de l'Université Claude Bernard


J. BOIDIN

